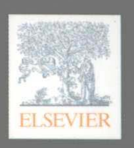
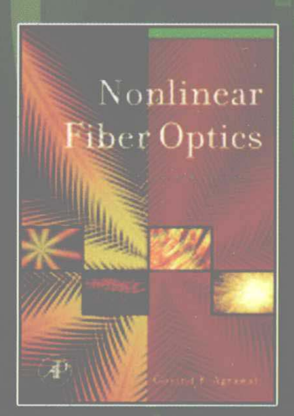
国外电子与通信教材系列

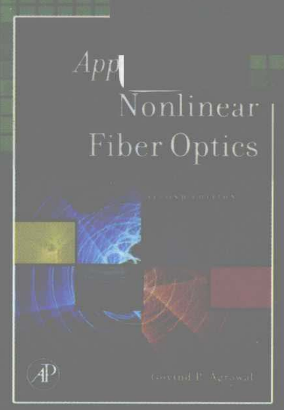


非线性光纤光学原理及应用

（第二版）

Nonlinear Fiber Optics, Fourth Edition & Applications of Nonlinear Fiber Optics, Second Edition





[美] Govind P. Agrawal 著
贾东方 余震虹 等译
李世忱 审校

電子工業出版社
PUBLISHING HOUSE OF ELECTRONICS INDUSTRY
http://www.phei.com.cn

非线性光纤光学原理及应用（第二版）

Nonlinear Fiber Optics, Fourth Edition &
Applications of Nonlinear Fiber Optics, Second Edition

自1989年*Nonlinear Fiber Optics*和2001年*Applications of Nonlinear Fiber Optics*出版，多年来一直受到学术界和产业界的认可，是国际上公认的非线性光纤光学领域的权威之作。随着非线性光纤光学的迅速发展，作者对其内容不断地更新和扩充。本书为上述两本书的最新版合译本，其中前者作为原理篇，后者作为应用篇。

本书内容丰富翔实，是理论和实践、基础和前沿紧密结合的典范，其独特之处是全面覆盖了非线性光纤光学学科，涵盖了与该领域有关的所有课题的最新研究成果。这一特点使该书不仅适合作为教材，也是相关领域的科学家和工程师的一本重要的参考书。

原理篇 对发生在光纤中的各种非线性现象做了全面阐述，反映了该领域的最新成果。主要内容包括光传输方程、群速度色散、自相位调制、光孤子、偏振效应、交叉相位调制、受激喇曼散射、受激布里渊散射、四波混频、高非线性光纤和新型非线性现象。与前版相比，除新增高非线性光纤、新型非线性效应这两章以外，几乎各章节都有所修订，尤以第8章至第10章更新得较多。对于对光波技术不同领域感兴趣的本科生和研究生，以及科学工作者和工程技术人员而言，正确理解以上课题是非常必要的。

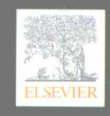
应用篇 重点是非线性光纤光学在光波技术、光纤通信等领域中的应用。主要内容包括光纤光栅、光纤耦合器、光纤干涉仪、光纤放大器和光纤激光器、光脉冲压缩、光纤通信、光学信号处理、高非线性光纤和量子应用。与前版相比，除新增光学信号处理、高非线性光纤和量子应用这三章以外，几乎各章节也都有所修订，尤以第7章和第8章更新得较多。

Govind P. Agrawal

美国罗切斯特大学物理与天文学系教授，激光力能学实验室高级科学家，世界光纤通信和非线性光学领域的著名学者，在激光物理、非线性光学和光纤通信领域著作颇丰。







策划编辑：马　岚
责任编辑：马　岚
责任美编：李　雯







定价：　95.00　元

国外电子与通信教材系列

非线性光纤光学原理及应用

（第二版）

Nonlinear Fiber Optics, Fourth Edition &
Applications of Nonlinear Fiber Optics, Second Edition

電子工業出版社
Publishing House of Electronics Industry
北京 · BEIJING

内容简介

光纤是20世纪的重大发明之一，其导光性能臻于完美，很难想象还会有更好的替代者。本书是光学、光子学和光纤通信领域的重要译著，分原理篇和应用篇两部分。原理篇包括光传输方程、群速度色散、自相位调制、光孤子、偏振效应、交叉相位调制、受激喇曼散射、受激布里渊散射、四波混频、高非线性光纤和新型非线性现象等内容，科学归纳为非线性光纤光学，侧重于基本概念和原理。应用篇包括光纤光栅、光纤耦合器、光纤干涉仪、光纤放大器和光纤激光器、光脉冲压缩、光纤通信、光学信号处理、高非线性光纤和量子应用，体现了非线性光纤光学在光波技术、光纤通信等领域中的应用。

全书理论严谨，处处结合实际例证，特别是紧密结合了光纤通信领域的新成果与新问题，图文并茂，说清讲透，且各章都附有习题，适合作为光学、物理学、电子工程等专业的本科生和研究生教学用书，同时对从事光通信产业的工程技术人员和从事光纤光学、非线性光学的科学家也是一本非常有用的参考书。

Nonlinear Fiber Optics, Fourth Edition
Govind P. Agrawal
ISBN: 978-0-12-369516-1

ISBN: 978-981-272-421-2
Applications of Nonlinear Fiber Optics, Second Edition
Govind P. Agrawal
ISBN: 978-0-12-374302-2

ISBN: 978-981-272-422-9

版权贸易合同登记号　图字：01-2009-3608

图书在版编目（CIP）数据

非线性光纤光学原理及应用：第2版/（美）阿戈沃（Agrawal, G. P.）著；贾东方等译.
北京：电子工业出版社，2010.6
（国外电子与通信教材系列）
书名原文：Nonlinear Fiber Optics, Fourth Edition & Applications of Nonlinear Fiber Optics, Second Edition
ISBN 978-7-121-10833-4

Ⅰ.①非…　Ⅱ.①阿…　②贾…　Ⅲ.①光纤通信－非线性光学－研究生－教材　Ⅳ.TN929.11

中国版本图书馆CIP数据核字（2010）第083712号

策划编辑：马　岚
责任编辑：马　岚　　特约编辑：梁卫红　马爱文
印　　刷：北京市天竺颖华印刷厂
装　　订：三河市鑫金马印装有限公司
出版发行：电子工业出版社
　　　　　北京市海淀区万寿路173信箱　邮编：100036
开　　本：787×1092　1/16　印张：47.5　字数：1277千字
印　　次：2010年6月第1次印刷
定　　价：95.00元

凡所购买电子工业出版社的图书有缺损问题，请向购买书店调换；若书店售缺，请与本社发行部联系。联系及邮购电话：（010）88254888。

质量投诉请发邮件至zlts@phei.com.cn，盗版侵权举报请发邮件至dbqq@phei.com.cn。

服务热线：（010）88258888。

序

2001年7月间，电子工业出版社的领导同志邀请各高校十几位通信领域方面的老师，商量引进国外教材问题。与会同志对出版社提出的计划十分赞同，大家认为，这对我国通信事业、特别是对高等院校通信学科的教学工作会很有好处。

教材建设是高校教学建设的主要内容之一。编写、出版一本好的教材，意味着开设了一门好的课程，甚至可能预示着一个崭新学科的诞生。20世纪40年代MIT林肯实验室出版的一套28本雷达丛书，对近代电子学科、特别是对雷达技术的推动作用，就是一个很好的例子。

我国领导部门对教材建设一直非常重视。20世纪80年代，在原教委教材编审委员会的领导下，汇集了高等院校几百位富有教学经验的专家，编写、出版了一大批教材；很多院校还根据学校的特点和需要，陆续编写了大量的讲义和参考书。这些教材对高校的教学工作发挥了极好的作用。近年来，随着教学改革不断深入和科学技术的飞速进步，有的教材内容已比较陈旧、落后，难以适应教学的要求，特别是在电子学和通信技术发展神速、可以讲是日新月异的今天，如何适应这种情况，更是一个必须认真考虑的问题。解决这个问题，除了依靠高校的老师和专家撰写新的符合要求的教科书外，引进和出版一些国外优秀电子与通信教材，尤其是有选择地引进一批英文原版教材，是会有好处的。

一年多来，电子工业出版社为此做了很多工作。他们成立了一个“国外电子与通信教材系列”项目组，选派了富有经验的业务骨干负责有关工作，收集了230余种通信教材和参考书的详细资料，调来了100余种原版教材样书，依靠由20余位专家组成的出版委员会，从中精选了40多种，内容丰富，覆盖了电路理论与应用、信号与系统、数字信号处理、微电子、通信系统、电磁场与微波等方面，既可作为通信专业本科生和研究生的教学用书，也可作为有关专业人员的参考材料。此外，这批教材，有的翻译为中文，还有部分教材直接影印出版，以供教师用英语直接授课。希望这些教材的引进和出版对高校通信教学和教材改革能起一定作用。

在这里，我还要感谢参加工作的各位教授、专家、老师与参加翻译、编辑和出版的同志们。各位专家认真负责、严谨细致、不辞辛劳、不怕琐碎和精益求精的态度，充分体现了中国教育工作者和出版工作者的良好美德。

随着我国经济建设的发展和科学技术的不断进步，对高校教学工作会不断提出新的要求和希望。我想，无论如何，要做好引进国外教材的工作，一定要联系我国的实际。教材和学术专著不同，既要注意科学性、学术性，也要重视可读性，要深入浅出，便于读者自学；引进的教材要适应高校教学改革的需要，针对目前一些教材内容较为陈旧的问题，有目的地引进一些先进的和正在发展中的交叉学科的参考书；要与国内出版的教材相配套，安排好出版英文原版教材和翻译教材的比例。我们努力使这套教材能尽量满足上述要求，希望它们能放在学生们的课桌上，发挥一定的作用。

最后，预祝“国外电子与通信教材系列”项目取得成功，为我国电子与通信教学和通信产业的发展培土施肥。也恳切希望读者能对这些书籍的不足之处、特别是翻译中存在的问题，提出意见和建议，以便再版时更正。

吴佑寿

中国工程院院士、清华大学教授

“国外电子与通信教材系列”出版委员会主任

出 版 说 明

进入21世纪以来，我国信息产业在生产和科研方面都大大加快了发展速度，并已成为国民经济发展的支柱产业之一。但是，与世界上其他信息产业发达的国家相比，我国在技术开发、教育培训等方面都还存在着较大的差距。特别是在加入WTO后的今天，我国信息产业面临着国外竞争对手的严峻挑战。

作为我国信息产业的专业科技出版社，我们始终关注着全球电子信息技术的发展方向，始终把引进国外优秀电子与通信信息技术教材和专业书籍放在我们工作的重要位置上。在2000年至2001年间，我社先后从世界著名出版公司引进出版了40余种教材，形成了一套“国外计算机科学教材系列”，在全国高校以及科研部门中受到了欢迎和好评，得到了计算机领域的广大教师与科研工作者的充分肯定。

引进和出版一些国外优秀电子与通信教材，尤其是有选择地引进一批英文原版教材，将有助于我国信息产业培养具有国际竞争能力的技术人才，也将有助于我国国内在电子与通信教学工作中掌握和跟踪国际发展水平。根据国内信息产业的现状、教育部《关于“十五”期间普通高等教育教材建设与改革的意见》的指示精神以及高等院校老师们反映的各种意见，我们决定引进“国外电子与通信教材系列”，并随后开展了大量准备工作。此次引进的国外电子与通信教材均来自国际著名出版商，其中影印教材约占一半。教材内容涉及的学科方向包括电路理论与应用、信号与系统、数字信号处理、微电子、通信系统、电磁场与微波等，其中既有本科专业课程教材，也有研究生课程教材，以适应不同院系、不同专业、不同层次的师生对教材的需求，广大师生可自由选择和自由组合使用。我们还将与国外出版商一起，陆续推出一些教材的教学支持资料，为授课教师提供帮助。

此外，“国外电子与通信教材系列”的引进和出版工作得到了教育部高等教育司的大力支持和帮助，其中的部分引进教材已通过“教育部高等学校电子信息科学与工程类专业教学指导委员会”的审核，并得到教育部高等教育司的批准，纳入了“教育部高等教育司推荐——国外优秀信息科学与技术系列教学用书”。

为做好该系列教材的翻译工作，我们聘请了清华大学、北京大学、北京邮电大学、南京邮电大学、东南大学、西安交通大学、天津大学、西安电子科技大学、电子科技大学、中山大学、哈尔滨工业大学、西南交通大学等著名高校的教授和骨干教师参与教材的翻译和审校工作。许多教授在国内电子与通信专业领域享有较高的声望，具有丰富的教学经验，他们的渊博学识从根本上保证了教材的翻译质量和专业学术方面的严格与准确。我们在此对他们的辛勤工作与贡献表示衷心的感谢。此外，对于编辑的选择，我们达到了专业对口；对于从英文原书中发现的错误，我们通过与作者联络、从网上下载勘误表等方式，逐一进行了修订；同时，我们对审校、排版、印制质量进行了严格把关。

今后，我们将进一步加强同各高校教师的密切关系，努力引进更多的国外优秀教材和教学参考书，为我国电子与通信教材达到世界先进水平而努力。由于我们对国内外电子与通信教育的发展仍存在一些认识上的不足，在选题、翻译、出版等方面的工作中还有许多需要改进的地方，恳请广大师生和读者提出批评及建议。

电子工业出版社

教材出版委员会

Forward

It is with pleasure that I write this forward for the Chinese translation of my two books on fundamentals and applications of Nonlinear Fiber Optics published in 2007 and 2008 by Academic Press, Elsevier. The first part, devoted to fundamentals aspects of Nonlinear Fiber Optics, has been expanded considerably from its previous editions. It contains two new chapters devoted to highly nonlinear fibers and supercontinuum generation.

The second part of this book was published in English in 2008 as a separate book entitled "*Applications of Nonlinear Fiber Optics*." As the name indicates, it deals with the applications and uses the fundamental concepts developed in the first part. This part has also been expanded considerably from its previous 2001 edition.

The Optical Communication Group of Tianjin University is to be commended for undertaking this project and finishing it in a timely fashion. The same group translated the previous editions of my books published in 2001. I visited several universities in Beijing and Chengdu during my China trip in 2007. I learned during that trip that Chinese translation has been well received by both the Chinese scientists and students. This is certainly a reflection of the quality of the translation. I am confident that the new translation will preserve the quality and will be liked by everyone as much as the previous edition.

I am pleased that my work is available to a wide audience in China, and I thank the translators and the Chinese publisher for making this possible. Thanks are also due to the U. S. Publisher, Academic Press, for granting the permission for this translation.

Govind P. Agrawal
Rochester, New York, USA
December 2009

中文版序译文

很高兴为我的两本书的中译本的出版作序。这两本书的最新英文版本，即 *Nonlinear Fiber Optics*, *Fourth Edition* 和 *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, *Second Edition*，由 Academic 出版社分别于 2007 年和 2008 年出版。本书原理篇主要介绍非线性光纤光学的基本原理，与前一版相比，除了新增第 11 章高非线性光纤和第 12 章新型非线性现象外，对其他章节的内容也做了很多扩充。本书应用篇主要利用原理篇的基本概念和原理，处理非线性光纤光学的实际应用问题，其英文版单独成册出版。与 2001 年出版的第一版相比，除了新增第 8 章光学信号处理、第 9 章高非线性光纤和第 10 章量子应用外，对其他章节的内容也做了很大的扩充。

天津大学光通信研究室的师生授权承接了这两本书的中文翻译工作，并圆满完成了任务。该研究组于 2002 年分别翻译了 *Nonlinear Fiber Optics*, *Third Edition* 和 *Applications of Nonlinear Fiber Optics*，两本书合称为《非线性光纤光学原理及应用》，并由电子工业出版社出版。2007 年，我曾到访过中国，并参观了北京和成都的几所大学，得知这本书自出版以来，已为中国广大科技人员和高校师生广泛接受和喜爱。这充分说明他们的翻译工作是高质量的。我相信新的中文版一定会像第一版那样保持它的高质量，并为每个人所喜欢。

由于中译本的出版，我的著作在中国将有更多的读者，我感到很高兴。在此要感谢译者和电子工业出版社为此所做的努力，同时还要感谢美国的 Academic 出版社对翻译工作的许可。

Govind P. Agrawal
Rochester, New York, USA
December 2009

译者序

随着光纤通信系统向超高速、超大容量、超长距离的持续发展,以及光孤子通信系统的实用化,光纤非线性光学的重要性日益突出。光通信技术的发展史在很大程度上就是光纤非线性理论与技术的发展史。特别是2000年以来,以光子晶体光纤为代表的高非线性光纤和大模场面积光纤的出现,将光纤非线性效应的利用和抑制推到一个新的高度。除了在光纤通信领域的广泛应用外,非线性光纤光学在光学相干层析、高精度频率计量等领域中也得到应用。

本书作者G.P.Agrawal博士现任美国Rochester大学教授,在激光物理、非线性光学和光纤通信系统领域论著颇丰。我们将作者在此领域的姊妹篇 *Nonlinear Fiber Optics, Fourth Edition* 和 *Applications of Nonlinear Fiber Optics, Second Edition* 合在一起译成《非线性光纤光学原理及应用(第二版)》。其中,前者作为原理篇,后者作为应用篇。本书的特色之处在于根据传输方程对光纤的各种非线性效应进行了科学归纳与剖析,把光纤对光脉冲的响应特性说清了,也讲透了。原理篇包括光传输方程、群速度色散、自相位调制、光孤子、偏振效应、交叉相位调制、受激喇曼散射、受激布里渊散射、光参量过程、高非线性光纤、新型非线性现象等内容,侧重于基本概念和原理。应用篇针对构建光纤通信传输系统的光纤光栅、光纤耦合器、光纤干涉仪、光纤放大器和激光器等光纤光学器件,以及光脉冲压缩技术和光纤通信系统,分章论述,最后以光学信号处理、高非线性光纤和量子应用这三章作为总结,体现了从理论基础到关键光纤器件再到通信传输系统的非线性效应的实际认知过程。

我们于1992年翻译了作者1989年所著的 *Nonlinear Fiber Optics*,由胡国绛和黄超译,李世忱审校。在此基础上,1999年余震虹、宋立军和王泰立翻译了作者1995年所著的 *Nonlinear Fiber Optics, Second Edition*,但并未通过出版社出版发行。2002年我们翻译了 *Nonlinear Fiber Optics, Third Edition* 和 *Applications of Nonlinear Fiber Optics*,两书合并为《非线性光纤光学原理及应用》并由电子工业出版社出版,贾东方、余震虹、谈斌和胡智勇译,李世忱审校。*Nonlinear Fiber Optics, Fourth Edition* 与前一版相比,除新增高非线性光纤、新型非线性效应这两章之外,几乎各章节都有所修订,尤以第8章至第10章更新的内容较多;*Applications of Nonlinear Fiber Optics, Second Edition* 与前一版相比,除新增光学信号处理、高非线性光纤和量子应用这三章外,几乎各章节也都有所修订,尤以第7章和第8章更新得较多。新版本的翻译工作同样由天津大学光电子技术二室组织,上册由贾东方和余震虹主译;下册由贾东方、王肇颖和杨天新主译,葛春风、刘洋、李亚滨、庞松涛、郭以平参与了翻译工作。全书由李世忱和贾东方审校统稿。

在本书的翻译过程中,对于一些涉及人名的术语的翻译,主要是根据本专业和业内人士的常用术语习惯来翻译的,如将Raman译成"喇曼"而不是"拉曼",将Michelson译成"迈克尔逊"而不是"迈克耳孙",将Sagnac译成"萨格纳克"而不是"萨奈克",将Poincaré译成"邦加"而不是"庞加莱",特此说明。

感谢G.P.Agrawal教授对中文译本出版方面给予的合作。感谢电子工业出版社对翻译工作的大力支持,特别要衷心感谢本书的策划编辑马岚,没有她的帮助和辛勤付出,本书将难以顺利出版。由于译者学识所限,难免有疏漏乃至错误之处,恳请广大读者及专家不吝赐教,提出修改意见,我们将不胜感激。

前　言

自 1989 年 *Nonlinear Fiber Optics* 问世以来，非线性光纤光学一直是一个活跃的研究领域，并得到持续的快速发展。20 世纪 90 年代，推动这种惊人发展的一个主要因素是通过在石英光纤中掺入像铒、镱之类的稀土离子制成的光纤放大器和光纤激光器的出现。掺铒光纤放大器使光纤通信系统的设计产生了革命性变化，其中利用到的光孤子通信正是从光纤的非线性效应中产生的。由于光放大器能补偿光信号在传输过程中遇到的所有损耗，因此可以使传输距离超过数千千米。同时，光纤放大器使波分复用（WDM）成为可能，于是导致了容量超过 1 Tbps 的光波系统的发展。非线性光纤光学在设计这种大容量光波系统的过程中起了重要作用。实际上，对光波系统设计者来说，了解光纤中的各种非线性效应几乎是一个先决条件。

大约从 2000 年起，非线性光纤光学领域得到新的发展，并在近年来导致许多新型的应用。几种新型光纤，如微结构光纤、空心光纤和光子晶体光纤被开发出来，它们的共同特征是其相对细的纤芯被包含大量空气孔的包层环绕着。这类光纤被归为高非线性光纤，即使光纤长度只有几厘米，也能够观察到其中的非线性效应。与通信用的传统光纤相比，高非线性光纤的色散特性也有很大的不同。由于这些改变，微结构光纤表现出许多奇异的非线性效应，在光学相干层析、高精度频率度量等领域中得到应用。

2007 年出版的 *Nonlinear Fiber Optics*, *Fourth Edition* 旨在反映最新的科学成就，其独特之处是全面覆盖了非线性光纤光学学科。除保留了前一版中的大部分内容外，还试图包括非线性光纤光学所有相关课题的最新研究成果，这一宏伟目标使本书内容增加了许多。为包含最新的研究进展，新增了第 11 章和第 12 章，其中第 11 章介绍高非线性光纤的特性，第 12 章介绍自 2000 年以来在高非线性光纤中观察到的各种新型的非线性效应。尽管所有其他章节都得到了更新，但第 8 章至第 10 章更新得更多，因为它们涵盖了相关研究领域的最新进展。例如，对于受激喇曼散射和四波混频而言，偏振问题变得日益重要，因此需要在第 8 章和第 10 章中详细讨论。学生在非线性光纤光学这门课程中也很有必要学习偏振效应。

Nonlinear Fiber Optics 主要涉及这一令人激动的领域的基础知识。自 2001 年来，非线性光纤光学的应用主要在本书的姊妹篇 *Applications of Nonlinear Fiber Optics* 中介绍。随着高非线性光纤的出现，非线性光纤光学应用的深度和广度不断增加，需要重新进行修订。基于此，*Applications of Nonlinear Fiber Optics*, *Second Edition* 于 2008 年应运而生。该版本保留了第一版中的大部分内容，同时为了包含近 7 年来最新的研究成果，对相关内容进行了较大的扩充。本书前三章介绍三种重要的光纤光学器件，即光纤光栅、光纤耦合器和光纤干涉仪，它们共同构成了光波技术的基石。考虑到稀土掺杂光纤的巨大影响，第 4 章和第 5 章介绍用这样的光纤制成的放大器和激光器。第 7 章和第 8 章的内容进行了较大的扩充，目的是将更新的研究成果包括在内。其中，第 7 章主要介绍光纤通信系统，第 8 章则关注利用光纤中的非线性效应实现的超快信号处理技术。第 9 章和第 10 章全部是新内容，其中第 9 章介绍高非线性光纤在激光波长调谐、非线性光谱学、生物医学成像及光频率度量中的应用，第 10 章介绍非线性光纤光学在利用量子力学效应的一些新兴技术中的应用，包括量子纠缠、量子计算和量子通信。

这两本书的最新修订版不仅能很好地满足光纤、电信和激光专业的高年级本科生、攻读硕

士和博士学位的研究生、工程师和技术人员的需要,同时对从事光纤光学和光通信研究的科学家也非常有用。另外,该书在每章的最后都提供了一定数量的习题,使之更适宜作为教材使用。一些大学已将其作为研究生和高年级本科生的非线性光纤光学课程的教科书,以及非线性光学、光纤光学或光通信课程的参考书。

我要感谢对这两本书的完成做出直接或间接贡献的所有人,特别是我的研究生,是他们的好奇心和求知欲使本书在几方面得到了改进。我的一些同事对这两本书的出版也给予了不少帮助,特别是 F. Omenetto, Q. Lin, F. Yaman, J. H. Eberly 教授, A. N. Pinto 教授和 S. Lukishova 博士,他们不但阅读了手稿,而且还提出了有价值的意见或建议,在此向他们表示感谢。我还要感谢众多的读者,他们给我反馈了一些有用的信息。最后,我还要感谢我的妻子 Anne,女儿 Sipra, Caroline 和 Claire,感谢她们对我的工作的理解和支持。

目　录

原 理 篇

应 用 篇

原 理 篇

第1章 导 论

本章将对光纤的特性进行综述,这对于理解后面各章讨论的非线性效应是很重要的。

1.1节 简要回顾光纤光学领域内取得的进展。

1.2节 讨论诸如光损耗、色散、双折射等光纤的基本特性。由于光纤的色散特性在利用超短光脉冲探索非线性效应的研究中的重要性,故对其给予了特别的重视。

1.3节 简单介绍由折射率的强度相关性和受激非弹性散射引起的各种非线性效应,在这些非线性效应中,利用光纤作为非线性介质,对自相位调制、交叉相位调制、四波混频、受激喇曼散射、受激布里渊散射等做了广泛研究。在后面的不同章节中,将分别对每一种非线性效应进行讨论。

1.4节 综述本书各章所讨论的光纤中的非线性效应及其内容安排和材料组织。

1.1 历史的回顾

早在19世纪,人们就已经知道全内反射现象,这是引导光在光纤中传输的基础。全内发射现象发现的背后有段有趣的历史,读者可以参考有关文献[1]。虽然在20世纪20年代就制成了无包层的玻璃纤维[2~4],但直到20世纪50年代,才知道使用包层能够改善光纤的特性,从而诞生了光纤光学这个领域[5~8]。当时光纤受益于介电包层的思想并不很明显,但它却有着不寻常的历史[1]。

20世纪60年代,这一领域的发展十分迅速,当时的主要目的是利用玻璃光纤束传输图像[9]。这些早期的光纤按现在的标准看具有很高的损耗(大于1000 dB/km);然而这种情形到1970年发生了根本性的变化,与更早期的预见一致[10],石英光纤的损耗降至20 dB/km以下[11]。随着光纤制造技术的进一步发展[12],1979年已将1.55 μm波长附近的损耗降至仅0.2 dB/km的水平[13],而在这一波长区域,损耗大小的限制主要来自于瑞利散射这个基本过程。

低损耗石英光纤的获得,不仅掀起了光纤通信领域的革命[14~17],而且也促使了非线性光纤光学这个新领域的出现。早在1972年,就有人研究了单模光纤中的受激喇曼散射和受激布里渊散射[18~20],这些工作促进了诸如光感应双折射、参量四波混频和自相位调制等其他非线性现象的研究[21~25]。1973年,有人提出了通过色散和非线性效应的互作用将会导致光纤支持类孤子脉冲这样一个重要结论[26],后来于1980年在实验中观察到了光孤子[27]并在20世纪80年代导致了超短光脉冲的产生和控制方面的一些进展[28~32]。另一个同样重要的进展是将光纤用于光脉冲压缩和光开关[33~40]。1987年,利用光纤非线性效应的压缩技术已产生了6 fs的脉冲[41]。一些综述文章和专著介绍了这一领域在20世纪80年代所取得的巨大进展[42~47]。

非线性光纤光学领域在20世纪90年代继续得到发展。当在光纤中掺入稀土元素并用其制作放大器和激光器时,又增添了一个新的研究内容。尽管早在1964年就开始制造光纤放大器[48],但其仅在1987年以后才得到快速发展[49]。由于掺铒光纤放大器(EDFA)工作在1.55 μm波长附近,对光纤通信系统非常有用,因此引起了人们的极大关注[50]。EDFA的使用导致了多信道光波系统设计上的革命[14~17]。2000年以后,人们利用光纤中的两种非线性效应——受激

喇曼散射和四波混频来研究和开发新型光纤放大器,这两种放大器不需要掺杂光纤,能够工作在任意波长区。事实上,喇曼放大器在现代通信系统中的应用已经相当普遍[51]。基于四波混频的光纤参量放大器因其在超快信号处理中的潜在应用亦受到人们关注[52]。

光纤放大器的出现同时加快了对光孤子的研究,并最终导致新型光孤子(如色散管理孤子和耗散孤子)概念的建立[53~56]。另一个重大进展是光纤光栅,光纤光栅始造于 1978 年[57],在 20 世纪 90 年代得到发展,并成为光波技术不可分割的一部分[58]。自从 1996 年以来,已经研究出了几种新型光纤(如光子晶体光纤、多孔光纤、微结构光纤及锥形光纤等)[59~63]。这类光纤在结构上的改变将影响其色散和非线性特性,尤其是使零色散波长移向可见光区。有些光纤具有两个零色散波长,于是在可见光和近红外区表现为反常色散。同时由于这类光纤的纤芯较细,其非线性效应大大增强,可以用于超连续谱产生等过程,即使所用光纤只有 1m 长甚至更短,也可以得到 200 以上的频谱展宽因子[64~66]。随着以上这些研究的进展,非线性光纤光学这一领域在进入 21 世纪以后已得到迅猛发展,并将在不远的将来继续得到发展。

1.2 光纤的基本特性

最简单的光纤是由折射率略低于纤芯的包层包裹着纤芯组成的,纤芯和包层的折射率分别记为 n_1 和 n_c,这样的光纤通常称为阶跃折射率光纤(step-index fiber),以区别于纤芯折射率从中心轴到纤芯-包层分界面逐渐变小的渐变折射率光纤(graded-index fiber)[67~69]。图 1.1 给出了阶跃折射率光纤的横截面和折射率分布。描述光纤特性的两个参量分别是纤芯-包层相对折射率差 Δ,定义为

$$\Delta = \frac{n_1 - n_c}{n_1} \tag{1.2.1}$$

以及由下式定义的归一化频率:

$$V = k_0 a (n_1^2 - n_c^2)^{1/2} \tag{1.2.2}$$

式中,$k_0 = 2\pi/\lambda$,a 为纤芯半径,λ 为光波波长。实际上,还常用纤芯直径(core diameter)来表征纤芯尺寸的大小,习惯上简称为芯径。本书中若无特殊说明,芯径指的均是纤芯直径。

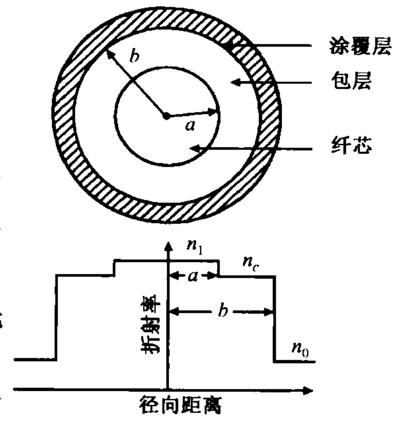


图 1.1 阶跃折射率光纤的横截面与折射率分布示意图

参量 V 决定了光纤中能容纳的模式数量。2.2 节将会讨论光纤的模式,其中将会表明,在阶跃折射率光纤中,如果 $V < 2.405$,则它只支持单模,满足这个条件的光纤称为单模光纤。单模光纤和多模光纤的主要区别在于纤芯半径,对于典型的多模光纤来说,其纤芯半径 $a = 25\ \mu m$,而 Δ 的典型值约为 3×10^{-3} 的单模光纤要求 $a < 5\ \mu m$。包层半径 b 的数值无太严格的限制,只要它大到足以把光纤模式完全封闭在纤芯内就满足要求,对单模和多模光纤,其标准值为 $b = 62.5\ \mu m$。因为研究非线性效应大多用单模光纤,除非特别说明,本文中所指光纤均为单模光纤。

1.2.1 材料和制造

用于制造低损耗光纤的材料是由熔 SiO_2 分子合成的纯石英玻璃。纤芯和包层折射率的差是通过在制造过程中选择掺杂物来实现的。掺杂 GeO_2 和 P_2O_5 可以提高纯石英的折射率,因而适合作为纤芯;而硼和氟用来作为包层的掺杂物,因为它能减小石英的折射率。对于特殊的应

用,还可以采用另外一些掺杂物。例如,为制作光纤放大器和激光器,可以利用 $ErCl_3$ 和 Nd_2O_3 这样的掺杂物,在石英光纤的纤芯中同时掺入稀土离子。

石英光纤的制造可以分为两个阶段[70]:第一阶段,利用汽相沉积法制造具有所需折射率分布和相对纤芯-包层尺寸的圆柱体预制棒,典型的预制棒长 1 m,直径为 2 cm。第二阶段,利用精密进给装置,以适当的速度把预制棒推进到高温炉拉成纤维。在此过程中,纤芯-包层相对尺寸保持不变。预制棒制造和光纤拉制这两个阶段都采用了一些复杂的技术,以保证纤芯尺寸和折射率分布的均匀性[70~72]。

制造预制棒有几种方法,其中最常用的 3 种方法是改进化学气相沉积法(modified chemical vapor deposition, MCVD)、外气相沉积法(outside vapor deposition, OVD)和气相轴向沉积法(vapor-phase axial deposition, VAD)。图 1.2 给出了 MCVD 过程的示意图。在此过程中,在大约 1800 ℃ 高温下,$SiCl_4$ 和 O_2 混合气体通过熔石英管,在其内壁沉积 SiO_2 层。为确保沉积的均匀性,多嘴火焰在石英管长度范围内来回移动。通过向石英管中加入氟来控制包层的折射率。当内壁形成了具有足够厚度的包层后,将 $GeCl_4$ 或 $POCl_3$ 蒸气加入到混合蒸气中以形成纤芯。当各层均沉积好后,提高火焰的温度,使石英管坍塌,形成所谓的固态棒状预制棒。

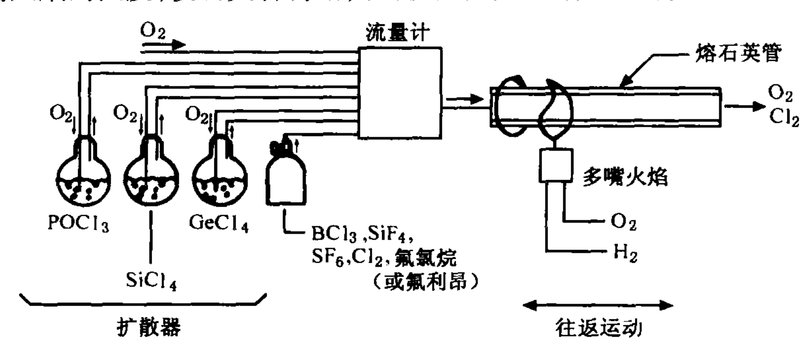


图 1.2 通常用于光纤制造的 MCVD 过程示意图[70]

以上描述极其简单,只给出了制造光纤预制棒的大致过程,实际上光纤的制造需要涉及大量的技术细节,对此感兴趣的读者可参阅这方面的文献[70~72]。

1.2.2 光纤损耗

光纤的一个重要参量是光信号在光纤内传输时的功率损耗。若 P_0 是入射进光纤的功率,则透射功率

$$P_T = P_0 \exp(-\alpha L) \tag{1.2.3}$$

式中,α 是衰减常量(attenuation constant),或称为衰减系数(attenuation coefficient),它是光纤损耗的量度,L 是光纤长度。习惯上光纤的损耗通过下式用 dB/km 单位来表示(见附录 A 有关分贝单位的说明):

$$\alpha_{\text{dB}} = -\frac{10}{L}\log\left(\frac{P_T}{P_0}\right) = 4.343\alpha \tag{1.2.4}$$

上式可用于表征 α_{dB} 和 α 的关系。

正如所料,光纤损耗与光波长有关。图 1.3 给出了利用 MCVD 法制造的单模石英光纤的损耗谱[70],该光纤在 1.55 μm 处的损耗最小,约为 0.2 dB/km。显而易见,在较短波长处有较高的损耗,在可见光区损耗达几 dB/km 左右。然而值得注意的是,即使是 10 dB/km 的损耗,也仅仅对应于衰减常量 $\alpha \approx 2\times10^{-5}\ \text{cm}^{-1}$,对于大多数其他材料而言,这是一个惊人的低值。

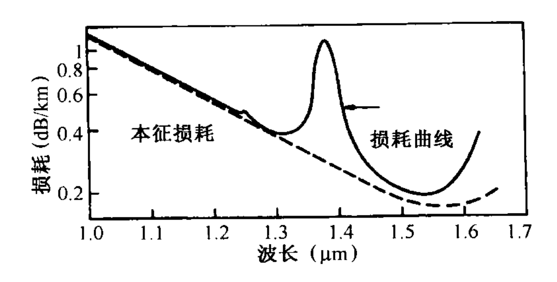


图 1.3 单模光纤的损耗曲线,虚线表示纯石英中由瑞利散射和吸收引起的本征损耗[70]

有几个因素对图 1.3 中的损耗谱有贡献,其中主要是材料吸收和瑞利散射(Rayleigh scattering)。石英玻璃在紫外区存在电子共振,在波长超过 2 μm 的远红外区存在振动共振,但在 0.5 ~2 μm 波长区几乎没有吸收。然而,即使极少量的杂质也能在这一波长窗口造成显著的吸收。实际上影响光纤损耗的最重要的杂质是基态振动吸收峰在约 2.73 μm 处的氢氧根离子 OH^{-1},其吸收峰波长的谐波对应于图 1.3 中 1.4 μm 附近的主吸收峰和 1.23 μm 附近的次吸收峰,因而在光纤制造过程中采取了特别的预防措施来保证 OH^{-1} 的浓度小于亿分之一[70]。目前石英光纤在 1.4 μm 附近的吸收峰也降至 0.5 dB 以下的水平,在所谓的"干"光纤中,该吸收峰实际上消失了[73],这种在整个1.3 ~ 1.6 μm 频谱区具有低损耗特性的光纤对光纤通信系统十分有用,到 2000 年已能够商用(也称全波光纤)。

瑞利散射是一种基本损耗机制,它是由于制造过程中沉积到熔石英中的随机密度涨落引起的,导致折射率的局部起伏,使光向各个方向散射。瑞利散射损耗随 λ^{-4} 变化,因而主要对短波长区起作用,由于这种损耗对光纤来说是其本身固有的,因而它决定了光纤损耗的最终极限。本征损耗水平(如图 1.3 中的虚线所示)估计为(单位为 dB/km)

$$\alpha_R = C_R/\lambda^4 \tag{1.2.5}$$

式中,常量 C_R 在 0.7 ~ 0.9 dB/(km·μm^4)范围内,其具体值与纤芯的成分有关。因为在 λ = 1.55 μm 附近,α_R = 0.12 ~ 0.15 dB/km,所以在此波长处石英光纤的损耗主要是由瑞利散射引起的。在有些玻璃中,α_R 能减小到约为 0.05 dB/km 的水平[74],这种玻璃可用来制造超低损耗光纤。

可能造成光纤损耗的其他因素包括光纤弯曲和纤芯-包层界面处光的散射[67]。现代光纤在 1.55 μm 附近的损耗约为 0.2 dB/km。由于熔接和成缆损耗,用于光纤通信系统中的光缆的总损耗比此值略大一些。

1.2.3 色度色散

当一束电磁波与电介质的束缚电子相互作用时,介质的响应通常与光波频率 ω 有关,这种特性称为色度色散,简称色散,它表明折射率 $n(\omega)$ 对频率的依赖关系。一般来说,色散的起源与介质通过束缚电子的振荡吸收电磁辐射的特征谐振频率有关,当远离介质谐振频率时,折射率 $n(\omega)$ 可用塞尔迈耶尔(Sellmeier)公式很好地近似[67],

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^{m} \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \tag{1.2.6}$$

式中,ω_j 是谐振频率,B_j 为第 j 个谐振的强度,式(1.2.6)中的求和号包含了所有对相关的频率范围有贡献的介质谐振频率。对于光纤而言,B_j 和 ω_j 与纤芯成分有关[69],实验上可通过取 $m = 3$ 的式(1.2.6)与测得的色散曲线[75]拟合得到。对于块状熔石英玻璃,这些参量值为[76]:

$B_1=0.696\ 166\ 3$, $B_2=0.407\ 942\ 6$, $B_3=0.897\ 479\ 4$, $\lambda_1=0.068\ 404\ 3\ \mu m$, $\lambda_2=0.1\ 162\ 414\ \mu m$, $\lambda_3=9.896\ 161\ \mu m$,这里 $\lambda_j=2\pi c/\omega_j$,$c$ 为真空中的光速。图 1.4 给出了熔石英的折射率 n 随波长的变化关系,在可见光区,n 大约为 1.46,但在 1.5 μm 波长附近此值将减小 1%。

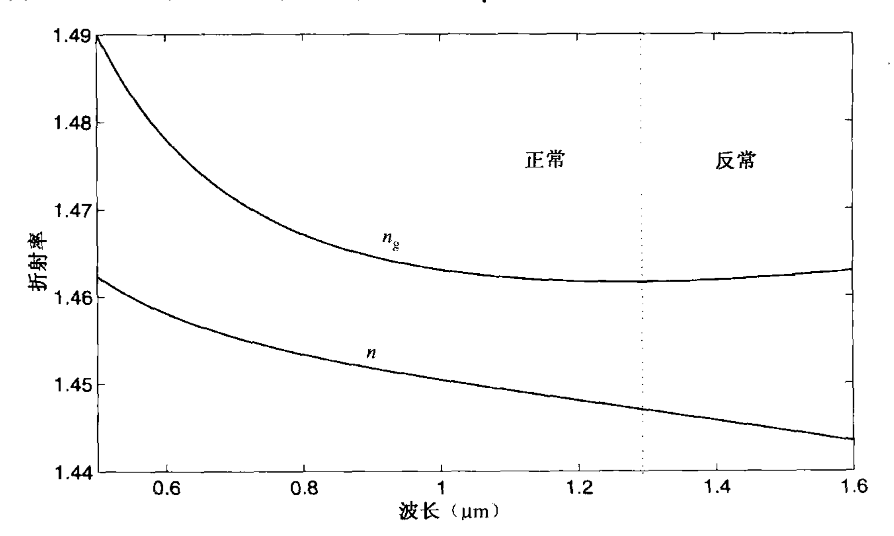


图 1.4　熔石英的折射率 n 和群折射率 n_g 随波长的变化

由于光脉冲不同的频谱分量以不同的速度 $c/n(\omega)$ 传输,因而光纤色散在短光脉冲的传输中起关键作用,甚至当非线性效应不很严重时,色散感应的脉冲展宽对光通信系统也是有害的。正如后面章节所讨论的,在非线性区域,色散和非线性的结合将会导致性质不同的结果。从数学意义上讲,光纤的色散效应是通过在脉冲频谱的中心频率 ω_0 附近将模传输常数 β 展开成泰勒级数来解释的,

$$\beta(\omega)=n(\omega)\frac{\omega}{c}=\beta_0+\beta_1(\omega-\omega_0)+\frac{1}{2}\beta_2(\omega-\omega_0)^2+\cdots \tag{1.2.7}$$

式中

$$\beta_m=\left(\frac{\mathrm{d}^m\beta}{\mathrm{d}\omega^m}\right)_{\omega=\omega_0}\qquad(m=0,1,2,\cdots) \tag{1.2.8}$$

参量 β_1 和 β_2 与折射率 $n(\omega)$ 有关,它们的关系可由下式得到:

$$\beta_1=\frac{1}{v_g}=\frac{n_g}{c}=\frac{1}{c}\left(n+\omega\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\omega}\right) \tag{1.2.9}$$

$$\beta_2=\frac{1}{c}\left(2\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\omega}+\omega\frac{\mathrm{d}^2n}{\mathrm{d}\omega^2}\right) \tag{1.2.10}$$

式中,n_g 是群折射率,v_g 是群速度。图 1.4 给出了熔石英的群折射率 n_g 随波长的变化关系,利用 $\beta_1=c/n_g$ 可以得到群速度。从物理意义上讲,光脉冲包络以群速度移动,而参量 β_2 表示群速度的色散,它是造成脉冲展宽的原因,这一现象称为群速度色散(group-velocity dispersion, GVD),β_2 为 GVD 参量。实际情况下还常用到色散参量 $D=\mathrm{d}\beta_1/\mathrm{d}\lambda$,它和 β_2 及 n 的关系为

$$D=\frac{\mathrm{d}\beta_1}{\mathrm{d}\lambda}=-\frac{2\pi c}{\lambda^2}\beta_2=-\frac{\lambda}{c}\frac{\mathrm{d}^2n}{\mathrm{d}\lambda^2} \tag{1.2.11}$$

图 1.5 给出了利用式(1.2.6)和式(1.2.10)得到的 β_2 和 D 随波长λ 的变化关系。一个显著特征是,β_2 和 D 均在 1.27 μm 附近趋于零,而对于更长的波长则改变符号,这一波长称为零色散波长(zero-dispersion wavelength),记为 λ_D。然而,色散效应在 $\lambda = \lambda_D$ 处并不能完全消除,因为在此波长附近的脉冲传输要求式(1.2.7)中应包括三次项,系数 β_3 称为三阶色散(third-order dispersion,TOD)参量,这种高阶色散效应能在线性[67]和非线性区[77]引起超短光脉冲的畸变。对于超短光脉冲,或入射脉冲波长 λ 与λ_D 相差只有几纳米的情况,必须考虑三阶色散效应。

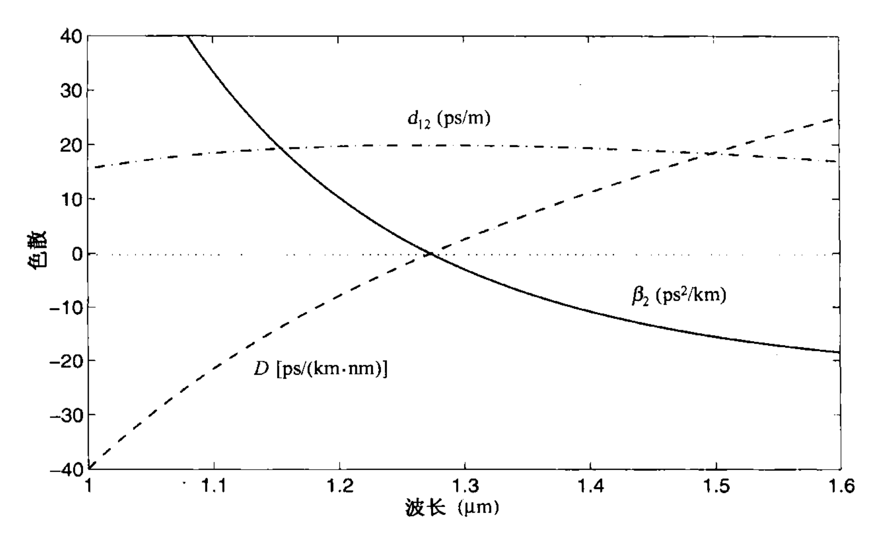


图 1.5 熔石英中 β_2,D 和 d_{12}随波长的变化曲线

图 1.4 和图 1.5 中所示曲线是针对块状熔石英玻璃的结果。实际玻璃光纤的色散特性偏离了这些曲线,原因有两方面。首先,纤芯中有少量的掺杂物 GeO_2 和 P_2O_5,在这种情况下利用式(1.2.6)时,参量值的选取要因纤芯的掺杂量而异,即对于不同的掺杂量,式中所取参量值要与之对应[69];其次,由于介电波导效应,其有效模折射率略低于纤芯的材料折射率 $n(\omega)$,因而减小了其本身对 ω 的依赖关系[67~69],于是在考虑材料色散的基础上还要考虑到波导色散的贡献,二者之和才是总色散。通常,除了在 $\lambda = \lambda_D$ 附近波导色散和材料色散可以相比拟外,波导色散对 β_2 的贡献相当小。波导色散的主要作用是把 λ_D 稍微移向长波长一侧。标准光纤的 $\lambda_D \approx 1.31$ μm。图 1.6 给出了单模光纤总色散的测量结果[70],图中画出的是色散参量 D,它和 β_2 之间的关系用式(1.2.11)表示。

波导色散的一个有趣特性是,它对 D(或 β_2)的影响取决于光纤设计参量,如纤芯半径 a 和纤芯-包层折射率差 Δ。光纤的这一特性可用来把零色散波长 λ_D 位移到有最小损耗的 1.55 μm 附近,这种色散位移光纤(dispersion-shifted fiber)[78]在光通信系统中已有多种应用。商用色散位移光纤包括朗讯的真波光纤(TrueWave)、康宁的大有效面积光纤(Large Effective Area Fiber,LEAF)和阿尔卡特的特锐光纤(TeraLight)等,它们的区别在于 1.5 μm 波长区的零色散波长不同。在 1.6 μm 以上区域,有些光

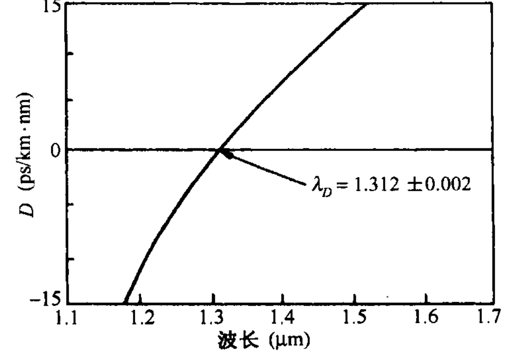


图 1.6 单模光纤中测得的色散参量D随波长的变化曲线[70]

纤表现出具有大的正 β_2 值的群速度色散,这种光纤称为色散补偿光纤(dispersion-compensating fiber,DCF)。图 1.6 给出的曲线的斜率,称为色散斜率(dispersion slope),与三阶色散参量 β_3 有关。用于波分复用(wavelength-division-multiplexing,WDM)系统的小色散斜率光纤也在最近几年得到发展。

在较大波长范围内(1.3 ~ 1.6 μm)具有低色散值的色散平坦光纤(dispersion-flattened optical fiber,DFF)的设计已成为可能,这可以利用多包层实现。图 1.7 给出了两种多包层光纤的色散曲线,这两种光纤的纤芯外面分别有两层和四层包层,因此分别称为双包层光纤和四包层光纤。为方便比较,图中还用虚线给出了单包层光纤的色散曲线。四包层光纤在 1.25 ~ 1.65 μm 波长范围内有较低的色散,$|D|$约为1 ps/(km·nm)。利用波导色散还能使光纤总的色散沿光纤长度方向变化,例如通过沿光纤长度方向逐渐减小芯径,可以制造出色散渐减光纤(dispersion-decreasing fiber,DDF)[80]。

根据色散参量 β_2 或 D 的符号,光纤中的非线性效应表现出显著不同的特征。若波长 $\lambda < \lambda_D$,则 $\beta_2 > 0$,称光纤表现为正常色散(normal dispersion)(见图 1.5)。在正常色散区,光脉冲的高频分量(蓝移分量)比低频分量(红移分量)传输得慢。相比之下,在 $\beta_2 < 0$ 的反常色散区情况正好相反。由图 1.5 可以看出,当光波长超过零色散波长($\lambda > \lambda_D$)时,石英光纤表现为反常色散(anomalous dispersion)。由于在反常色散区,通过色散和非线性效应之间的平衡,光纤能维持光孤子,所以人们在非线性效应的研究中对反常色散区特别感兴趣。

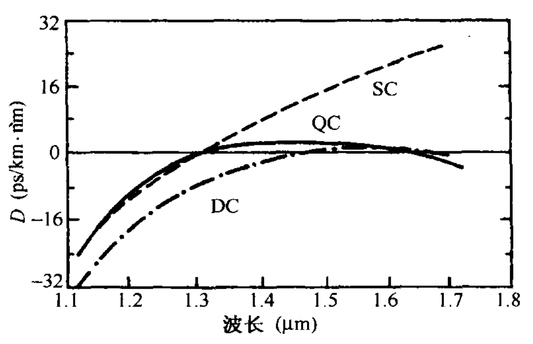


图 1.7 三种不同光纤的色散参量 D 随波长的变化曲线。SC、DC和QC分别代表单包层、双包层和四包层光纤[79]

色散的一个重要特性是,由于群速度失配,不同波长的脉冲在光纤中以不同的速度传输,这一特性导致了走离效应,它在涉及两个或更多个相互靠近脉冲的非线性现象的描述中起了重要作用。更具体地说,当传输得较快的脉冲完全通过传输得较慢的脉冲后,两脉冲之间的互作用将停止。这一特性用走离参量(walk-off parameter)d_{12}描述,d_{12}定义为

$$d_{12} = \beta_1(\lambda_1) - \beta_1(\lambda_2) = v_g^{-1}(\lambda_1) - v_g^{-1}(\lambda_2) \tag{1.2.12}$$

式中,λ_1 和 λ_2 分别为两脉冲的中心波长,在这些波长处的 β_1 由式(1.2.9)计算。对脉宽为 T_0 的脉冲,走离长度 L_W 可以定义为

$$L_W = T_0 / |d_{12}| \tag{1.2.13}$$

图 1.5 给出了 $\lambda_2 = 0.8$ μm 时,利用式(1.2.12)得到的熔石英的 d_{12} 随 λ_1 的变化。在正常色散区($\beta_2 > 0$),长波长脉冲传输得较快,反常色散区的情况正好相反。例如,若 $\lambda_1 = 1.3$ μm 的脉冲和 $\lambda_2 = 0.8$ μm 的脉冲共同传输,它们将以约为 20 ps/m 的速率彼此分开。对 $T_0 = 10$ ps 的脉冲,其对应的走离长度仅为 50 cm。群速度失配在涉及交叉相位调制的非线性效应中起着很重要的作用[47]。

1.2.4 偏振模色散

正如将要在第 2 章中讨论的,单模光纤能够维持沿两正交方向偏振的简并模,因而单模光纤也并非真正的单模。在理想条件下(光纤表现为理想的圆柱对称且不受应力),x 方向偏振的

模式不会与正交的 y 方向偏振的模式耦合,然而对于真实的光纤而言,由于纤芯形状沿光纤长度方向随机变化,这种圆柱对称将不复存在,结果破坏了模式简并,导致两偏振态的混合。应力感应的各向异性也能破坏这种简并性。从数学意义上讲,模传输常数 β 对于 x 和 y 方向的偏振模稍有不同,光纤的这个性质称为模式双折射。用一个无量纲的参量定义模式双折射度为[81]

$$B_m = \frac{|\beta_x - \beta_y|}{k_0} = |n_x - n_y| \tag{1.2.14}$$

式中,n_x 和 n_y 是两正交偏振态的模折射率。对于一个给定的 B_m 值,两模式在光纤中传输时其功率周期性地交换,此周期为[81]

$$L_B = \frac{2\pi}{|\beta_x - \beta_y|} = \frac{\lambda}{B_m} \tag{1.2.15}$$

长度 L_B 称为拍长(beat length)。模折射率较小的轴称为快轴(fast axis),因为在此轴上光传输的群速度较大。同理,有较大模折射率的轴称为慢轴(slow axis)。

通常,由于纤芯形状和各向异性应力的起伏,标准光纤的 B_m 值沿光纤长度方向并不是一个常数,而是随机变化的,因而以固定偏振态进入光纤的光将以随机方式改变其偏振态。偏振态的改变通常对连续波(continuous-wave,CW)光无害,因为大部分光探测器不会对入射光偏振态的改变产生响应,但对于长距离、短脉冲传输的光通信系统,这一问题就不得不考虑了[17]。若入射脉冲激发两个偏振分量,由于群速度色散,则这两个分量以不同的群速度在光纤中传输。由于光纤双折射的变化是随机的,群速度也随机变化,因此脉冲在光纤输出端变宽,这种现象称为偏振模色散(polarization-mode dispersion,PMD)。由于 PMD 对长途光波系统非常重要,因而被广泛研究[82~84]。

脉冲展宽的程度可以通过两个偏振分量在光纤中传输时,二者之间的时间延迟 ΔT 来估计。对于给定的光纤长度 L 和常数双折射 B_m,ΔT 由下式给出:

$$\Delta T = \left|\frac{L}{v_{gx}} - \frac{L}{v_{gy}}\right| = L|\beta_{1x} - \beta_{1y}| = L(\Delta\beta_1) \tag{1.2.16}$$

式中,$\Delta\beta_1$ 与群速度失配有关。式(1.2.16)不能直接用来估计标准通信光纤的 PMD,因为这种光纤中的双折射是随机变化的,结果使两个偏振分量的传输时间趋于相等。实际上,对整个随机扰动取平均后,可由 ΔT 的均方根(root-mean-square,RMS)值表征 PMD,ΔT 的方差为[83]

$$\sigma_T^2 = \langle(\Delta T)^2\rangle = 2(\Delta\beta_1 l_c)^2[\exp(-L/l_c) + L/l_c - 1] \tag{1.2.17}$$

式中,$\Delta\beta_1 \equiv \Delta\tau/L$,$\Delta\tau$ 表示主偏振态的微分群延迟[82],相关长度 l_c 定义为两个偏振分量能保持相关的长度,l_c 的典型值在 10 m 量级。若 $L > 0.1$ km,则可以认为 $l_c \ll L$,于是有

$$\sigma_T \approx \Delta\beta_1\sqrt{2l_cL} \equiv D_p\sqrt{L} \tag{1.2.18}$$

式中,D_p 是 PMD 参量,对于大多数光纤,D_p 的值在 0.1 ~ 1 ps/$\sqrt{\text{km}}$范围。由于与$\sqrt{L}$有关,PMD 感应的脉冲展宽比 GVD 效应感应的展宽相对要小。然而,对工作在光纤零色散波长附近且长距离传输的高速光纤通信系统,PMD 成为一个限制因素[17]。

对于某些应用,希望光纤在传输光时不改变它的偏振态,这种光纤称为偏振保持光纤(polarization-maintaining),简称保偏光纤[85~90]。通过改进设计,在这些光纤中故意引入大的双折射,因而微小且随机的双折射起伏不会严重影响光的偏振态。一种方案是打破圆柱对称性,故

意把纤芯制成椭圆形的结构[90]，利用此种技术得到的双折射的典型值约为 10^{-6}。另一种可替代的方案是利用应力感应双折射，使 B_m 可达 10^{-4}。在广泛采用的设计中，在预制棒制造阶段，在光纤纤芯的对边插入两根硅酸硼玻璃棒，在这种模式下双折射度 B_m 依赖于应力感应元的位置和厚度。图 1.8 给出了对于 5 倍纤芯半径处的应力感应元的 4 种形状，B_m 是如何随其厚度 d 变化的[87]，对于 50 ~ 60 μm 范围内的 d 值，B_m 可达 2×10^{-4}。这类光纤通常因其应力感应元的形状特征而称为"熊猫"光纤或"领结"光纤。

使用保偏光纤时，在光信号进入光纤以前需要区分光纤的快慢轴，通过改变光纤结构可以实现这一目的。一种方法是将包层平坦化，利用此方法得到的平坦表面与光纤慢轴平行，根据包层形状，这种光纤称为"D 形光纤"[90]，它使快慢轴的区分相对容易一些。若入射线偏振光的偏振方向与光纤的快轴或慢轴一致，则光在传输过程中其偏振态保持不变。相反，若入射光的偏振方向和快轴或慢轴成一夹角，则在传输过程中它将以式(1.2.15)给出的偏振拍长为周期，连续地周期性改变其偏振态。图 1.9 示意性地画出了偏振态在双折射光纤的一个拍长内的变化情况，其偏振态在半拍长范围内从线偏振→椭圆偏振→圆偏振→椭圆偏振→相对入射线偏光旋转 90°的线偏振变化，另一半拍长重复上述过程，这样入射光在 $z = L_B$ 和它的整数倍处恢复其初始偏振态。拍长的典型值约为 1 m，但对 B_m 值约为 10^{-4}的高双折射光纤，其偏振拍长可减小到 1 cm。

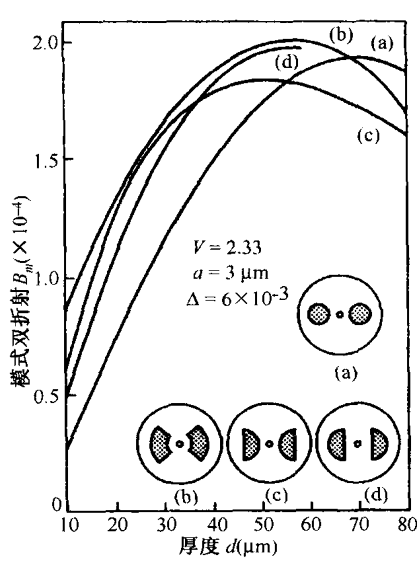


图 1.8 双折射参量 B_m 在 4 种保偏光纤中随应力感应元的厚度 d 的变化曲线，插图中表明了不同的应力感应元的形状（阴影区）[87]

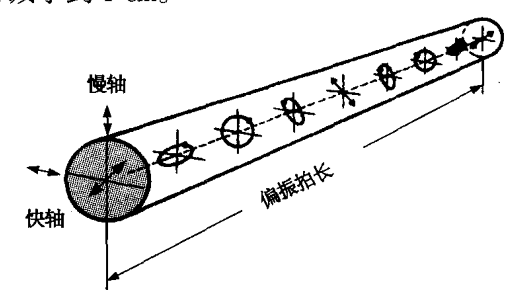


图 1.9 当线偏振光相对于慢轴成 45°角入射到保偏光纤中时，其偏振态沿光纤的演化

1.3 光纤非线性

在高强度电磁场中，任何电介质对光的响应都会变成非线性的，光纤也不例外。简单地讲，介质非线性响应的起因与在施加给它的场的影响下束缚电子的非谐振运动有关，结果电偶极子感应的总极化强度 $\boldsymbol{P}$ 对于电场 $\boldsymbol{E}$ 是非线性的，但仍满足通常的关系式[91~94]

$$\boldsymbol{P}=\varepsilon_0\left(\chi^{(1)}\cdot\boldsymbol{E}+\chi^{(2)}:\boldsymbol{EE}+\chi^{(3)}\vdots\boldsymbol{EEE}+\cdots\right) \tag{1.3.1}$$

式中,ε_0 是真空中的介电常数,$\chi^{(j)}(j=1,2,\cdots)$为第 j 阶极化率,通常 $\chi^{(j)}$ 是 $j+1$ 阶张量。线性极化率 $\chi^{(1)}$ 表示对 $\boldsymbol{P}$ 的主要贡献,其影响可通过折射率 n 和 1.2 节中讨论的衰减系数 α 包括在内。二阶极化率 $\chi^{(2)}$ 对应于二次谐波产生及和频等非线性效应[92],然而,$\chi^{(2)}$ 只在某些分子结构呈非反演对称的介质中才不为零。因为 SiO_2 是对称分子,所以石英玻璃的 $\chi^{(2)}$ 等于零,光纤通常并不表现出二阶非线性效应。然而,电四极矩和磁偶极矩能产生弱的二阶非线性效应,纤芯中的缺陷或色心在某些条件下也能促进二次谐波产生。

1.3.1 非线性折射

光纤中的最低阶非线性效应起源于三阶极化率 $\chi^{(3)}$,它是引起诸如三次谐波产生、四波混频及非线性折射等现象的原因[92]。然而,除非采取特别的措施实现相位匹配,涉及新频率产生的(三次谐波产生和四波混频)非线性过程在光纤中是不易发生的。因而,光纤中的大部分非线性效应起源于非线性折射,非线性折射指的是介质的折射率和入射光的强度有关。在最简单的形式中,折射率可以写为

$$\tilde{n}(\omega,|E|^2)=n(\omega)+n_2|E|^2 \tag{1.3.2}$$

式中,$n(\omega)$是式(1.2.6)给出的线性折射率部分,$|E|^2$ 为光纤内的光强,n_2 是与 $\chi^{(3)}$ 有关的非线性折射率系数(nonlinear-index coefficient),两者之间的关系(推导过程见 2.3 节)为

$$n_2=\frac{3}{8n}\mathrm{Re}(\chi^{(3)}_{xxxx}) \tag{1.3.3}$$

式中,Re 表示实部,并且假设光场是线偏振的,因而四阶张量只有一个分量 $\chi^{(3)}_{xxxx}$ 对折射率有贡献。$\chi^{(3)}$ 的张量特性能通过非线性双折射影响光束的偏振特性,这些非线性效应将在第 6 章讨论。

折射率对光强的依赖关系导致了许多有趣的非线性效应,其中研究得最广泛的两种是自相位调制(self-phase modulation,SPM)和交叉相位调制(cross-phase modulation,XPM)。SPM 指的是光场在光纤中传输时光场本身感应的相移,它的大小可以通过光场相位的变化得到,

$$\phi=\tilde{n}k_0L=(n+n_2|E|^2)k_0L \tag{1.3.4}$$

式中,$k_0=2\pi/\lambda$,L 是光纤长度。与光强有关的非线性相移$\phi_{NL}=n_2k_0L|E|^2$ 是由 SPM 引起的。在其他方面,SPM 导致超短脉冲的频谱展宽[25],而在光纤的反常色散区,SPM 与光孤子的形成有关[26]。

XPM 指的是一个光场感应的不同波长、传输方向或偏振态的另一个光场的非线性相移。它的起源可以通过式(1.3.1)中的总电场 $\boldsymbol{E}$ 来理解,

$$\boldsymbol{E}=\tfrac{1}{2}\hat{x}[E_1\exp(-i\omega_1t)+E_2\exp(-i\omega_2t)+\mathrm{c.c.}] \tag{1.3.5}$$

式中,c.c.表示复共轭,当频率为 ω_1 和 ω_2 且沿 x 方向偏振的两个光场同时在光纤中传输时,频率为 ω_1 的光场的非线性相移为

$$\phi_{NL}=n_2k_0L(|E_1|^2+2|E_2|^2) \tag{1.3.6}$$

这里忽略了在频率 ω_1 和 ω_2 以外产生极化的所有项,因为它们是非相位匹配的。式(1.3.6)中右边的两项分别由 SPM 和 XPM 引起。XPM 的一个重要特性是,对于相同强度的光场,XPM 对非线性相移的贡献是 SPM 的两倍。在其他方面,XPM 与共同传输的光脉冲的不对称频谱展宽有关,第 6 章和第 7 章将讨论与 XPM 有关的非线性效应。

1.3.2 受激非弹性散射

从电磁场和电介质之间无能量交换这个意义上来说,由三阶极化率 $\chi^{(3)}$ 描述的非线性效应是弹性的;而在另一类非线性效应中,光场把部分能量转移给非线性介质,这就是受激非弹性散射。光纤中有两种重要的非线性效应属于受激非弹性散射,它们都和石英的振动激发模式有关,这就是众所周知的受激喇曼散射(stimulated Raman scattering,SRS)和受激布里渊散射(stimulated Brillouin scattering,SBS),它们也是最早研究的光纤中的非线性效应[18~20]。二者的主要区别是,在 SRS 中参与的是光学声子,而在 SBS 中参与的是声学声子。

在对 SRS 和 SBS 均适用的简单量子力学图像中,入射场(通常称为泵浦波)一个光子的湮灭,产生了一个低频光子(斯托克斯光子)和另一个具有适当能量与动量的声子,以保持能量与动量守恒。当然,如果入射光子能吸收一个具有适当能量和动量的声子,也可能在反斯托克斯频率处产生一个更高能量的光子。尽管 SBS 和 SRS 在起源上极为相似,但由于声学声子和光学声子不同的色散关系而导致两者之间存在一些基本的差别,其中最根本的区别在于单模光纤中的 SBS 只发生在后向,而 SRS 在前向和后向均能发生。

虽然光纤中 SRS 和 SBS 的完整描述较为烦琐,但斯托克斯波最初的形成可由简单的关系式来描述。对于 SRS,此关系式为

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_p I_s \tag{1.3.7}$$

式中,I_s 为斯托克斯光强,I_p 为泵浦光强,g_R 为喇曼增益系数。对 SBS 也有类似的表达式,用布里渊增益系数 g_B 代替 g_R 即可。对于石英光纤,g_R 和 g_B 均可通过实验测得。测得的石英光纤的喇曼增益谱非常宽,带宽达到 30 THz[18],泵浦波长在 1.5 μm 附近时峰值增益 $g_R \approx 6\times10^{-14}$ m/W,斯托克斯频移约为 13.1 THz。相反,布里渊增益谱相当窄,带宽小于 100 MHz,泵浦波长在 1.5 μm 附近时,在斯托克斯频移约为 10 GHz 处产生峰值布里渊增益。对于窄带宽泵浦,峰值增益约为 6×10^{-11} m/W[19]。对于宽带宽泵浦,其峰值增益应除以 $\Delta\nu_p/\Delta\nu_B$ 因子,这里 $\Delta\nu_p$ 为泵浦光带宽,$\Delta\nu_B$ 为布里渊增益带宽。

SRS 和 SBS 的一个重要特征是,它们都表现出类似阈值的行为,也就是说,只有当泵浦光强超过一定的阈值时,才发生从泵浦能量向斯托克斯能量的有效转移。对于 SRS,在 $\alpha L \gg 1$ 的单模光纤中,阈值泵浦光强为[20]

$$I_p^{\text{th}} \approx 16(\alpha/g_R) \tag{1.3.8}$$

I_p^{th} 的典型值约为 10 MW/cm^2,在泵浦功率约为 1 W 时能够观察到 SRS。对于 SBS,类似的计算表明,其阈值泵浦光强为[20]

$$I_p^{\text{th}} \approx 21(\alpha/g_B) \tag{1.3.9}$$

因为布里渊增益系数 g_B 比喇曼增益系数 g_R 大近三个数量级,故 SBS 阈值的典型值约为 1 mW。SRS 和 SBS 将分别在第 8 章和第 9 章中讨论。

1.3.3 非线性效应的重要性

石英光纤非线性折射率系数 n_2 的大部分测量值在 $2.2\sim3.4\times10^{-20}$ m^2/W 范围内(见附录 B),这取决于纤芯的成分及输入的偏振态在光纤中能否保持不变[95]。这个值比其他大部分非线性

介质至少小两个数量级。类似地,在石英光纤中,喇曼增益系数和布里渊增益系数的测量结果表明,它们的值也比其他大多数常用非线性介质至少小两个数量级[47]。尽管熔石英的固有非线性系数较小,但光纤中的非线性效应在相对较低的功率水平下就能观察到,这是由单模光纤的两个重要特性——具有小光斑尺寸(模场直径小于 10 μm)和在 1.0 ~ 1.6 μm 波长范围非常低的损耗(小于 1 dB/km)所决定的。

在块状介质中,非线性过程效率的品质因数是由 I_0 和 L_{eff} 的乘积 I_0L_{eff} 来表示的,这里 I_0 是光强,L_{eff} 是互作用区的有效长度[96]。若将入射光聚焦成半径为 w_0 的光斑,则 $I_0=P_0/(\pi w_0^2)$,P_0 为入射光功率。显然,通过紧聚焦减小 w_0,可使 I_0 增大。然而,这将导致 L_{eff} 的值更小,因为聚焦长度随聚焦强度的增大而减小。对于高斯光束,L_{eff} 约为 $\pi w_0^2/\lambda$,I_0 与 L_{eff} 的积为

$$(I_0L_{\text{eff}})_{\text{bulk}}=\left(\frac{P_0}{\pi w_0^2}\right)\frac{\pi w_0^2}{\lambda}=\frac{P_0}{\lambda} \tag{1.3.10}$$

它和光斑尺寸 w_0 无关。

在单模光纤中,光斑尺寸 w_0 由纤芯半径 a 决定,而且由于光纤的介电波导特性,光斑尺寸在整个光纤长度 L 内能保持不变,这种情况下互作用长度 L_{eff} 只受光纤损耗 α 的限制。利用 $I(z)=I_0\exp(-\alpha z)$,其中 $I_0=P_0/(\pi w_0^2)$,P_0 为耦合到光纤中的光功率,可得乘积 I_0L_{eff} 为

$$(I_0L_{\text{eff}})_{\text{fiber}}=\int_0^L I(z)\exp(-\alpha z)\,\mathrm{d}z=\frac{P_0}{\pi w_0^2\alpha}[1-\exp(-\alpha L)] \tag{1.3.11}$$

比较式(1.3.10)和式(1.3.11)可以看出,对于足够长的光纤,光纤中非线性过程的效率通过下面的因子得到提高[96]:

$$\frac{(I_0L_{\text{eff}})_{\text{fiber}}}{(I_0L_{\text{eff}})_{\text{bulk}}}=\frac{\lambda}{\pi w_0^2\alpha} \tag{1.3.12}$$

这里假定 $\alpha L\gg 1$。在可见光区,当 $\lambda=0.53$ μm,$w_0=2$ μm,$\alpha=2.5\times10^{-5}$ cm^{-1}(10 dB/km)时,增强因子约为 10^7;而在 1.55 μm 附近的波长区($\alpha=0.2$ dB/km),增强因子接近 10^9。光纤中非线性过程的效率的巨大增强因子,使光纤成为在相对较低的功率水平下观察各种非线性效应的一种合适的非线性介质。在一些需要短光纤(长度小于 0.1 km)的应用中,石英光纤的弱非线性成为一个难题,这可以利用所谓的高非线性光纤(highly nonlinear fiber, HNLF)[97]来解决,高非线性光纤通过减小纤芯半径进而减小光斑尺寸 w_0。现在可以用 n_2 值比石英大的非线性材料制造光纤,用硅酸铅玻璃制造的光纤的 n_2 值约增大 10 倍[98],在硫化物光纤和其他非石英光纤中甚至测量到了更大的值($n_2=4.2\times10^{-18}$ m^2/W)[99]。这些光纤正引起人们的关注,并且有可能对非线性光纤光学的发展起重要的推动作用[100~104]。

1.4 综述

本书旨在提供关于光纤中各种非线性现象的全面描述。概括地说,本书原理篇第 1 章到第 3 章提供了理解各种非线性效应所需的背景材料和数学工具;第 4 章到第 7 章讨论了导致光脉冲能量不变而频域和时域轮廓变化的非线性效应;第 8 章至第 12 章讨论了通过入射光波能量的转移导致新光波产生的非线性效应。本书原理篇侧重于基础性内容,应用篇侧重于非线性光纤光学在器件和系统中的应用。本书原理篇各章的主要内容概述如下。

第 2 章给出了在理论上理解光纤中的各种非线性现象所需的主要数学处理方法。从麦克

斯韦方程组出发,利用非线性色散介质中的波动方程讨论了光纤模式,得到了脉冲包络振幅所满足的基本传输方程,强调了在此方程推导过程中所做的各种近似。然后,介绍了如何用数值方法求解基本传输方程,重点是分步傅里叶法,即通常所说的光束传输法。

第3章重点讨论了当输入功率和光纤长度使非线性效应可以忽略时光纤的色散效应,GVD的主要作用是展宽在光纤内传输的光脉冲。针对几种不同形状的脉冲,对GVD感应的脉冲展宽做了讨论,特别注意了作用于输入脉冲的频率啁啾效应。本章也讨论了在光纤零色散波长附近比较重要的高阶色散效应。

第4章讨论了折射率的强度相关性引起的SPM现象。SPM的主要作用是展宽在光纤中传输的光脉冲的频谱。若SPM和GVD共同影响光脉冲,则脉冲形状也会受影响。对有无GVD效应的SPM感应的频谱展宽的特点分节做了讨论,还考虑了高阶非线性效应和色散效应。

由于光孤子的基本特性及其在光纤通信中潜在的应用,在第5章专门对其做了讨论。本章首先考虑了调制的不稳定性,强调了在光纤的反常群速度色散区发生的色散和非线性效应之间相互作用的重要性。然后引入基阶孤子和高阶孤子,并介绍了用于求解非线性薛定谔方程的逆散射法。对暗孤子也做了简要讨论。最后,探讨了高阶非线性效应和色散效应,特别强调了孤子的衰变。

第6章和第7章着重于XPM效应的介绍。XPM效应是当两个光场同时在光纤中传输时,通过折射率的强度相关性相互影响而产生的。XPM感应的非线性耦合,不仅在两个不同波长的光束入射到同一根光纤时能产生,而且在双折射光纤中同一光束的两正交偏振分量之间也会产生。后一种情况在第6章最先通过考虑诸如光克尔效应和双折射感应的脉冲整形等非线性现象来讨论。第7章重点讨论了不同波长的两个光场进入同一根光纤的情形,甚至在光纤的正常色散区,XPM感应的两个光场之间的耦合也能引起调制不稳定性。XPM与SPM、GVD效应结合起来考虑,还能引起非对称频域和时域的变化。再接着讨论了XPM感应的两个反向传输光场之间的耦合,特别强调了它在光纤陀螺仪中的重要应用。

第8章讨论了SRS,这是一种泵浦波在光纤中传输时把能量转移给斯托克斯波(频率下移约13 THz)的非线性现象,只有当泵浦功率超过阈值时才会产生这种现象。本章首先讨论了石英光纤的喇曼增益和喇曼阈值;后面两节分别描述了连续或准连续波泵浦及超短脉冲泵浦情形下的SRS,在后一种情形下,SPM、XPM和GVD的结合产生了许多新的特征,这些特征在泵浦脉冲和喇曼脉冲经历正常群速度色散或反常群速度色散时有很大不同。8.4节介绍了反常群速度色散的情形,并侧重介绍了光纤喇曼孤子激光器。最后一节讨论了光纤喇曼放大过程中的偏振效应。

第9章专门讨论了SBS,这种非线性现象的产生类似于SRS,但它们之间也有较大差别。受激布里渊散射把泵浦能量的一部分转移给反向传输的斯托克斯波,其频率下移仅10 GHz左右。由于布里渊增益带宽较窄(约为10 MHz),SBS只有在连续波泵浦或谱宽小于增益带宽的脉冲泵浦情况下才会有效发生。第9章首先讨论了石英光纤中布里渊增益的特性,然后通过考虑诸如布里渊阈值、泵浦消耗及增益饱和等重要特性,从理论上描述了SBS。对SBS的实验结果也做了介绍,着重介绍了光纤布里渊放大器。9.4节重点介绍了对纳秒脉冲非常重要的动力学特性,最后一节介绍了光纤布里渊激光器。

第10章讨论了光纤中的四波混频(four-wave mixing,FWM)现象,它是四个光波的非线性作用,只有当相位匹配条件满足时才能有效发生。本章首先介绍了与FWM过程有关的参量增益,然后详细讨论了实现FWM的相位匹配技术。10.5节介绍了偏振效应的影响,最后一节介绍了FWM的应用。

第 11 章和第 12 章着重介绍了 20 世纪 90 年代发展起来的高非线性光纤。第 11 章首先介绍用于测量非线性参量值的各种技术,然后重点介绍了四种高非线性光纤及其特性。第 12 章重点介绍了随着这些高非线性光纤的出现而可能实现的一些奇异的非线性效应,首先是脉冲内喇曼散射和四波混频,然后着重介绍了超连续谱产生,最后一节介绍了光纤中的二次和三次谐波的产生。

习题

1.1 对于损耗分别为 0.2 dB/km,20 dB/km 和 2000 dB/km 的三种光纤,计算当光功率衰减到初始功率的 1/2 时光脉冲的传输距离,并计算三种光纤的衰减常量 α 的值(单位 cm^{-1})。

1.2 一单模光纤在 $\lambda = 0.8\ \mu m$ 时测得 $\lambda^2(d^2n/d\lambda^2) = 0.02$,计算色散参量 β_2 和 D 的值。

1.3 计算 1.5 μm 处 β_2(单位 ps^2/km)和 D(单位 ps/(km·nm))的值,其中模折射率以 $n(\lambda) = 1.45 - s(\lambda - 1.3\ \mu m)^3$ 随波长变化,$s = 0.003\ \mu m^{-3}$。

1.4 石英光纤掺杂有 7.9% 的锗,塞尔迈耶尔公式中的参数为[69]:$B_1 = 0.713\ 682\ 4$, $B_2 = 0.425\ 480\ 7$, $B_3 = 0.896\ 422\ 6$, $\lambda_1 = 0.061\ 716\ 7\ \mu m$, $\lambda_2 = 0.127\ 081\ 4\ \mu m$, $\lambda_3 = 9.896\ 161\ \mu m$,画出 n, n_g 和 β_2 随波长的变化曲线,并说明与图 1.4 和图 1.5 中的值不同的原因。波长取值范围为 0.5 ~ 1.6 μm。

1.5 利用上题中的参量值,计算光纤零色散波长 λ_D 处的三阶及四阶色散 β_3 和 β_4 的值,并求输入波长超过 λ_D 10 nm 时 β_2 和 D 的值。

1.6 一根 1 km 长单模光纤的零色散波长为 1.4 μm,在 1.55 μm 处测得其 $D = 10$ ps/(km·nm)。Nd:YAG 激光器产生的波长分别为 1.06 μm 和 1.32 μm 的两个光脉冲同时入射到光纤中,假设 β_2 在 1.0 ~ 1.6 μm 波长范围内线性变化,计算两个光脉冲从光纤另一端输出时的延迟。

1.7 证明 $D = -(\lambda/c)(d^2n/d\lambda^2)$。

1.8 试说明双折射和拍长的概念,为何光纤有一定的残余双折射并且其会沿长度方向随机变化?

1.9 光纤中偏振模色散的含义是什么?当光纤沿其长度方向随机改变双折射时,对光脉冲有何影响?

1.10 画出保偏光纤的一种设计示意图,在什么条件下这种光纤能够保持其偏振态?当入射光与光纤慢轴成 10°角线偏振时,偏振态如何变化?

1.11 式(1.3.2)一般可写为另一种形式 $\tilde{n}(\omega, I) = n(\omega) + n_2^I I$,其中 I 是光强,试问 n_2 与 n_2^I 的关系是什么?如果 $n_2^I = 2.6\times10^{-20}\ m^2/W$,试求 n_2 的值(单位 m^2/V^2)。

参考文献

[1] J. Hecht, *City of Light* (Oxford University Press, New York, 1999).
[2] J. L. Baird, British Patent 285,738 (1928).
[3] C. W. Hansell, U. S. Patent 1,751,584 (1930).
[4] H. Lamm, *Z. Instrumenten.* **50**, 579 (1930).
[5] A. C. S. van Heel, *Nature* **173**, 39 (1954).
[6] H. H. Hopkins and N. S. Kapany, *Nature* **173**, 39 (1954); *Opt. Acta* **1**, 164 (1955).
[7] B. O'Brian, U. S. Patent 2,825,260 (1958).
[8] B. I. Hirschowitz, U. S. Patent 3,010,357 (1961).
[9] N. S. Kapany, *Fiber Optics: Principles and Applications* (Academic, New York, 1967).
[10] K. C. Kao and G. A. Hockham, *IEE Proc.* **113**, 1151 (1966).
[11] F. P. Kapron, D. B. Keck, and R. D. Maurer, *Appl. Phys. Lett.* **17**, 423 (1970).

[13] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, and T. Miyashita, *Electron. Lett.* **15**, 106 (1979).
[14] R. Ramaswami and K. Sivarajan, *Optical Networks: A Practical Perspective*, 2nd ed. (Morgan Kaufmann Publishers, San Francisco, 2002).
[15] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, 3rd ed. (Wiley, New York, 2002).
[16] I. P. Kaminow and T. Li, Eds., *Optical Fiber Telecommunications*, Vols. 4A and 4B (Academic Press, Boston, 2002).
[17] G. P. Agrawal, *Lightwave Technology: Telecommunication Systems*, (Wiley, Hoboken, NJ, 2005).
[18] R. H. Stolen, E. P. Ippen, and A. R. Tynes, *Appl. Phys. Lett.* **20**, 62 (1972).
[19] E. P. Ippen and R. H. Stolen, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 539 (1972).
[20] R. G. Smith, *Appl. Opt.* **11**, 2489 (1972).
[21] R. H. Stolen and A. Ashkin, *Appl. Phys. Lett.* **22**, 294 (1973).
[22] R. H. Stolen, J. E. Bjorkholm, and A. Ashkin, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 308 (1974).
[23] K. O. Hill, D. C. Johnson, B. S. Kawaski, and R. I. MacDonald, *J. Appl. Phys.* **49**, 5098 (1974).
[24] R. H. Stolen, *IEEE J. Quantum Electron.* **11**, 100 (1975).
[25] R. H. Stolen and C. Lin, *Phys. Rev. A* **17**, 1448 (1978).
[26] A. Hasegawa and F. Tappert, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 142 (1973).
[27] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and J. P. Gordon, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1095 (1980).
[28] L. F. Mollenauer and R. H. Stolen, *Opt. Lett.* **9**, 13 (1984).
[29] L. F. Mollenauer, J. P. Gordon, and M. N. Islam, *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 157 (1986).
[30] J. D. Kafka and T. Baer, *Opt. Lett.* **12**, 181 (1987).
[31] M. N. Islam, L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. R. Simpson, and H. T. Shang, *Opt. Lett.* **12**, 814 (1987).
[32] A. S. Gouveia-Neto, A. S. L. Gomes, and J. R. Taylor, *Opt. Quantum Electron.* **20**, 165 (1988).
[33] H. Nakatsuka, D. Grischkowsky, and A. C. Balant, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 910 (1981).
[34] C. V. Shank, R. L. Fork, R. Yen, R. H. Stolen, and W. J. Tomlinson, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 761 (1982).
[35] B. Nikolaus and D. Grischkowsky, *Appl. Phys. Lett.* **42**, 1 (1983); *Appl. Phys. Lett.* **43**, 228 (1983).
[36] A. S. L. Gomes, A. S. Gouveia-Neto, and J. R. Taylor, *Opt. Quantum Electron.* **20**, 95 (1988).
[37] N. J. Doran and D. Wood, *Opt. Lett.* **13**, 56 (1988).
[38] M. C. Farries and D. N. Payne, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 25 (1989).
[39] K. J. Blow, N. J. Doran, and B. K. Nayar, *Opt. Lett.* **14**, 754 (1989).
[40] M. N. Islam, E. R. Sunderman, R. H. Stolen, W. Pleibel, and J. R. Simpson, *Opt. Lett.* **14**, 811 (1989).
[41] R. L. Fork, C. H. Brito Cruz, P. C. Becker, and C. V. Shank, *Opt. Lett.* **12**, 483 (1987).
[42] H. G. Winful, in *Optical-Fiber Transmission*, E. E. Basch, Ed. (Sams, Indianapolis, 1986).
[43] S. A. Akhmanov, V. A. Vysloukh, and A. S. Chirkin, *Sov. Phys. Usp.* **29**, 642 (1986).
[44] D. Cotter, *Opt. Quantum Electron.* **19**, 1 (1987); K. J. Blow and N. J. Doran, *IEE Proc.* **134**, Pt. J, 138 (1987).
[45] D. Marcuse, in *Optical Fiber Telecommunications II*, S. E. Miller and I. P. Kaminow, Eds. (Academic Press, Boston, 1988).
[46] E. M. Dianov, P. V. Mamyshev, and A. M. Prokhorov, *Sov. J. Quantum Electron.* **15**, 1(1988).
[47] R. R. Alfano, Ed., *The Supercontinuum Laser Source*, (Springer, New York, 1989).
[48] C. J. Koester and E. Snitzer, *Appl. Opt.* **3**, 1182 (1964).
[49] E. Desuvire, J. R. Simpson, and P. C. Becker, *Opt. Lett.* **12**, 888 (1987).
[50] E. Desuvire, D. Bayart, B. Desthieux, and S. Bigo, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Device and System Development* (Wiley, New York, 2002).
[51] C. Headley and G. P. Agrawal, Eds., *Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems* (Academic Press, Boston, 2005).
[52] F. Yaman, Q. Lin, and G. P. Agrawal, in *Guided Wave Optical Components and Devices*, B. P. Pal, Ed. (Academic Press, Boston, 2006), Chap. 7.
[53] A. Hasegawa and M. Matsumoto, *Optical Solitons in Fibers* (Springer, New York, 2002).
[54] Y. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals* (Academic Press, Boston, 2003).
[55] N. Akhmediev and A. Ankiewicz, Eds., *Dissipative Solitons* (Springer, New York, 2005).
[56] L. F. Mollenauer and J. P. Gordon, *Solitons in Optical Fibers: Fundamental and Applications*(Academic Press, Boston, 2006).

[57] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, *Appl. Phys. Lett.* **32**, 647 (1978).
[58] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings* (Academic Press, Boston, 1999).
[59] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, *Opt. Lett.* **21**, 1547 (1996);
T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **22**, 961 (1997).
[60] J. Broeng, D. Mogilevstev, S. B. Barkou, and A. Bjarklev, *Opt. Fiber Technol.* **5**, 305(1999).
[61] T. M. Monro, D. J. Richardson, N. G. R. Broderick, and P. J. Bennett, *J. Lightwave Technol.* **17**, 1093 (1999).
[62] B. J. Eggleton, P. S. Westbrook, R. S. Windeler, S. Spälter, and T. A. Sreasser, *Opt. Lett.* **24**, 1460 (1999).
[63] M. Ibanescu, Y. Fink, S. Fan, E. L. Thomas, J. D. Joannopoulos, *Science* **289**, 415 (2000).
[64] J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, *Opt. Lett.* **25**, 25 (2000).
[65] T. A. Birks, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **25**, 1415 (2000).
[66] W. H. Reeves, D. V. Skryabin, F. Biancalana, J. C. Knight, P. St. J. Russell, F. G. Omenetto, A. Efimov, and A. J. Taylor, *Nature* **424**, 511 (2003).
[67] D. Marcuse, *Light Transmission Optics* (Van Nostrand Reinhold, New York, 1982), Chaps. 8 and 12.
[68] A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory* (Chapman and Hall, London, 1983).
[69] M. J. Adams, *An Introduction to Optical Waveguides* (Wiley, New York, 1981).
[70] T. Li, Ed., *Optical Fiber Communications: Fiber Fabrication*, Vol. 1 (Academic Press, San Diego, 1985).
[71] U. C. Paek, *J. Lightwave Technol.* **4**, 1048 (1986).
[72] B. J. Ainslie, *J. Lightwave Technol.* **9**, 220 (1991).
[73] G. A. Thomas, B. L. Shraiman, P. F. Glodis, and M. J. Stephan, *Nature* **404**, 262 (2000).
[74] M. Ohashi and K. Tsujikawa, *Opt. Fiber Technol.* **6**, 74 (2000).
[75] L. G. Cohen, *J. Lightwave Technol.* **3**, 958 (1985).
[76] I. H. Malitson, *J. Opt. Soc. Am.* **55**, 1205 (1965).
[77] G. P. Agrawal and M. J. Potasek, *Phys. Rev. A* **33**, 1765 (1986).
[78] B. J. Ainslie and C. R. Day, *J. Lightwave Technol.* **4**, 967 (1986).
[79] L. G. Cohen, W. L. Mammel, and S. J. Jang, *Electron. Lett.* **18**, 1023 (1982).
[80] V. A. Bogatyrjov, M. M. Bubnov, E. M. Dianov, and A. A. Sysoliatin, *Pure Appl. Opt.* **4**, 345 (1995).
[81] I. P. Kaminow, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-17**, 15 (1981).
[82] C. D. Poole and J. Nagel, in *Optical Fiber Telecommunications III*, Vol. A, I. P. Kaminow and T. L. Koch, Eds. (Academic Press, Boston, 1997), Chap. 6.
[83] H. Kogelnik, R. M. Jopson, and L. E. Nelson, in *Optical Fiber Telecommunications*,Vol. 4A, I. P. Kaminow and T. Li, Eds. (Academic Press, Boston, 2002), Chap. 15.
[84] J. N. Damask, *Polarization Optics in Telecommunications* (Springer, New York, 2005).
[85] D. N. Payne, A. J. Barlow, and J. J. R. Hansen, *IEEE J. Quantum Electron.* **18**, 477 (1982).
[86] S. C. Rashleigh, *J. Lightwave Technol.* **1**, 312 (1983).
[87] J. Noda, K. Okamoto, and Y. Sasaki, *J. Lightwave Technol.* **4**, 1071 (1986).
[88] K. Tajima, M. Ohashi, and Y. Sasaki, *J. Lightwave Technol.* **7**, 1499 (1989).
[89] M. J. Messerly, J. R. Onstott, and R. C. Mikkelson, *J. Lightwave Technol.* **9**, 817 (1991).
[90] R. B. Dyott, *Elliptical Fiber Waveguides* (Artec House, Boston, 1995).
[91] N. Bloembergen, *Nonlinear Optics* (Benjamin, Reading, MA, 1977), Chap. 1.
[92] Y. R. Shen, *Principles of Nonlinear Optics* (Wiley, New York, 1984).
[93] P. N. Butcher and D. N. Cotter, *The Elements of Nonlinear Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1990).
[94] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 2nd ed. (Academic Press, Boston, 2003).
[95] G. P. Agrawal, in *Properties of Glass and Rare-Earth Doped Glasses for Optical Fibers*, D. Hewak, Ed. (IEE, London, 1998), pp. 17–21.
[96] E. P. Ippen, in *Laser Applications to Optics and Spectroscopy*, Vol. 2, S. F. Jacobs, M. Sargent III, J. F. Scott, and M. O. Scully, Eds. (Addison-Wesley, Reading, MA, 1975), Chap. 6.
[97] T. Okuno, M. Onishi, T. Kashiwada, S. Ishikawa, and M. Nichimura, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **5**, 1385 (1999).
[98] M. A. Newhouse, D. L. Weidman, and D. W. Hall, *Opt. Lett.* **15**, 1185 (1990).

[99] X. Feng, A. K. Mairaj, D. W. Hewak, and T. M. Monro, *J. Lightwave Technol.* **23**, 2046 (2005).
[100] I. Kang, T. D. Krauss, F. W. Wise, B. G. Aitken, and N. F. Borrelli, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 2053 (1995).
[101] R. E. Slusher, G. Lenz, J. Hodelin, J. Sanghera, L. B. Shaw, and I. D. Aggarwal, *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 1146 (2004).
[102] L. B. Fu, M. Rochette, V. G. Ta'eed, D. J. Moss, and B. J. Eggleton, *Opt. Express* **13**, 7637 (2005).
[103] K. S. Abedin, *Opt. Express* **13**, 10266 (2005).
[104] L. Brilland, F. Smektala, G. Renversez, T. Chartier, J. Troles, T. Nguyen, N. Traynor, and A. Monteville, *Opt. Express* **14**, 1280 (2006).
[105] G. P. Agrawal, *Application of Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, Boston, 2001).

第 2 章　脉冲在光纤中的传输

首先需要掌握非线性色散介质中电磁波的传输理论，才能理解光纤中的非线性现象。本章目的是得到描述单模光纤中光脉冲传输的基本方程。

2.1 节　介绍麦克斯韦方程组和一些重要概念，如线性感应极化和非线性感应极化，以及与频率有关的介电常数等。

2.2 节　介绍光纤模式的概念，并讨论单模条件。

2.3 节　在入射脉冲的频谱宽度远小于其中心频率及慢变包络近似的前提下，介绍非线性色散介质中脉冲传输的理论。

2.4 节　讨论如何用数值方法求解传输方程。

2.1 麦克斯韦方程组

同所有的电磁现象一样，光纤中光场的传输也服从麦克斯韦方程组，在国际单位制(或 SI，见附录 A)中，该方程组可以写成[1]

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \tag{2.1.1}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \boldsymbol{J} + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} \tag{2.1.2}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{D} = \rho_f \tag{2.1.3}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \tag{2.1.4}$$

式中，$\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{H}$ 分别为电场强度矢量和磁场强度矢量；$\boldsymbol{D}$ 和 $\boldsymbol{B}$ 分别为电位移矢量和磁感应强度矢量；电流密度矢量 $\boldsymbol{J}$ 和电荷密度 ρ_f 表示电磁场的源，在光纤这种无自由电荷的介质中，显然，$\boldsymbol{J}=0$，$\rho_f=0$。

当介质内传输的电磁场的强度 $\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{H}$ 增大时，电位移矢量 $\boldsymbol{D}$ 和磁感应强度 $\boldsymbol{B}$ 也随之增大，它们的关系通过物质方程[1]联系起来：

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon_0 \boldsymbol{F} + \boldsymbol{P} \tag{2.1.5}$$

$$\boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{H} + \boldsymbol{M} \tag{2.1.6}$$

式中，ε_0 为真空中的介电常数，μ_0 为真空中的磁导率，$\boldsymbol{P}$ 和 $\boldsymbol{M}$ 分别为感应电极化强度和磁极化强度，在光纤这样的非磁性介质中 $\boldsymbol{M}=0$。

描述光纤中光传输的波动方程可以从麦克斯韦方程组得到。其具体步骤是对方程(2.1.1)两边取旋度，并利用式(2.1.2)、式(2.1.5)和式(2.1.6)，用 $\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{P}$ 消去 $\boldsymbol{B}$ 和 $\boldsymbol{D}$ 可得

$$\nabla \times \nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \boldsymbol{P}}{\partial t^2} \tag{2.1.7}$$

式中，c 为真空中的光速，并用到了关系 $\mu_0\varepsilon_0 = 1/c^2$。为完整描述光纤中光波的传输，还需要感

应极化强度 $\boldsymbol{P}$ 和电场强度 $\boldsymbol{E}$ 的关系。当光频与介质共振频率接近时，$\boldsymbol{P}$ 的计算必须采用量子力学方法。但在远离介质的共振频率处，$\boldsymbol{P}$ 和 $\boldsymbol{E}$ 的关系式可唯象地写成式(1.3.1)，我们感兴趣的 0.5 ~ 2 μm 波长范围内光纤的非线性效应正是这种情况。如果只考虑与 $\chi^{(3)}$ 有关的三阶非线性效应，则感应极化强度由两部分组成：

$$\boldsymbol{P}(\boldsymbol{r},t)=\boldsymbol{P}_{\mathrm{L}}(\boldsymbol{r},t)+\boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}(\boldsymbol{r},t) \tag{2.1.8}$$

式中，线性部分 $\boldsymbol{P}_{\mathrm{L}}(\boldsymbol{r},t)$ 和非线性部分 $\boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}(\boldsymbol{r},t)$ 与场强的普适关系为[2~4]

$$\boldsymbol{P}_{\mathrm{L}}(\boldsymbol{r},t)=\varepsilon_0\int_{-\infty}^{t}\chi^{(1)}(t-t')\cdot\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t')\,\mathrm{d}t' \tag{2.1.9}$$

$$\begin{aligned}\boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}(\boldsymbol{r},t)=\varepsilon_0&\int_{-\infty}^{t}\mathrm{d}t_1\int_{-\infty}^{t}\mathrm{d}t_2\int_{-\infty}^{t}\mathrm{d}t_3\\&\times\chi^{(3)}(t-t_1,t-t_2,t-t_3)\,\vdots\,\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t_1)\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t_2)\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t_3)\end{aligned} \tag{2.1.10}$$

在电偶极子近似下，这些关系式是有效的，并假设介质的响应是局域的。

方程(2.1.7)到方程(2.1.10)给出了处理光纤中三阶非线性效应的一般公式。由于它们比较复杂，需要做一些简化。最主要的简化是把式(2.1.8)中的非线性极化项 $\boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}(\boldsymbol{r},t)$ 处理成总感应极化强度的微扰，石英光纤中的非线性效应相对较弱，因而这是合理的。这样，第一步是在 $\boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}(\boldsymbol{r},t)=0$ 时解方程(2.1.7)，由于此时方程(2.1.7)关于 $\boldsymbol{E}$ 是线性的，因此在频域内表示更为方便，即方程(2.1.7)变成

$$\nabla\times\nabla\times\tilde{\boldsymbol{E}}(\boldsymbol{r},\omega)=\varepsilon(\omega)\frac{\omega^2}{c^2}\tilde{\boldsymbol{E}}(\boldsymbol{r},\omega) \tag{2.1.11}$$

式中，$\tilde{\boldsymbol{E}}(\boldsymbol{r},\omega)$ 是 $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)$ 的傅里叶变换，定义为

$$\tilde{\boldsymbol{E}}(\boldsymbol{r},\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)\exp(i\omega t)\,\mathrm{d}t \tag{2.1.12}$$

方程(2.1.11)中与频率有关的介电常数定义为

$$\varepsilon(\omega)=1+\tilde{\chi}^{(1)}(\omega) \tag{2.1.13}$$

式中，$\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ 是 $\tilde{\chi}^{(1)}(t)$ 的傅里叶变换。因为 $\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ 通常是复数，$\varepsilon(\omega)$ 也是复数，它的实部和虚部分别与折射率 $n(\omega)$ 和吸收系数 $\alpha(\omega)$ 有关，且定义如下：

$$\varepsilon=(n+i\alpha c/2\omega)^2 \tag{2.1.14}$$

利用式(2.1.13)和式(2.1.14)可以得到 $n(\omega)$ 和 $\alpha(\omega)$ 与 $\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ 的关系为

$$n(\omega)=1+\tfrac{1}{2}\mathrm{Re}[\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)] \tag{2.1.15}$$

$$\alpha(\omega)=\frac{\omega}{nc}\mathrm{Im}[\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)] \tag{2.1.16}$$

式中，Re 和 Im 分别代表实部和虚部，折射率 n 和吸收系数 α 的频率相关性已在 1.2 节中讨论过了。

求解方程(2.1.11)以前还可以进一步做两个简化：首先，由于光纤的损耗很小，$\varepsilon(\omega)$ 的虚部相对于实部可以忽略，因而在下面的讨论中可用 $n^2(\omega)$ 代替 $\varepsilon(\omega)$，后面可以微扰的方式将光纤损耗包括在内；其次，在阶跃光纤的纤芯和包层中，由于折射率 $n(\omega)$ 与空间坐标无关，于是有

$$\nabla\times\nabla\times\boldsymbol{E}\equiv\nabla(\nabla\cdot\boldsymbol{E})-\nabla^2\boldsymbol{E}=-\nabla^2\boldsymbol{E} \tag{2.1.17}$$

这里，用到了关系 $\nabla\cdot\boldsymbol{D}=\varepsilon(\nabla\cdot\boldsymbol{E})=0$。通过这些简化，方程(2.1.11)变成下面的亥姆霍兹方程

$$\nabla^2\tilde{\boldsymbol{E}}+n^2(\omega)\frac{\omega^2}{c^2}\tilde{\boldsymbol{E}}=0 \tag{2.1.18}$$

在下一节中,将通过解方程(2.1.18)得到阶跃光纤中的光纤模式。

2.2 光纤模式

对任意频率 ω,光纤仅能容纳有限个导模,这些导模的电场强度 $\tilde{\boldsymbol{E}}(\boldsymbol{r},\omega)$的空间分布是满足适当边界条件的波动方程(2.1.18)的解。除此之外,光纤还能容纳非传导辐射模的连续谱。尽管辐射模在涉及束缚模和辐射模之间的能量转换问题时是至关重要的[5],但它们在对非线性效应的讨论中起不到多大作用。光纤模式在很多参考书中均有涉及[5~7],本节将简单做一介绍。

2.2.1 本征值方程

由于光纤的圆柱对称性,在柱坐标 ρ、ϕ和 z 中,波动方程(2.1.18)可以很方便地表示为

$$\frac{\partial^2\tilde{\boldsymbol{E}}}{\partial\rho^2}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial\tilde{\boldsymbol{E}}}{\partial\rho}+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2\tilde{\boldsymbol{E}}}{\partial\phi^2}+\frac{\partial^2\tilde{\boldsymbol{E}}}{\partial z^2}+n^2k_0^2\tilde{\boldsymbol{E}}=0 \tag{2.2.1}$$

式中,$k_0=\omega/c=2\pi/\lambda$,$\tilde{\boldsymbol{E}}(\boldsymbol{r},\omega)$是电场强度 $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)$

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{\boldsymbol{E}}(\boldsymbol{r},\omega)\exp(-i\omega t)\,\mathrm{d}\omega \tag{2.2.2}$$

的傅里叶变换,对磁场强度 $\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r},t)$也有类似的关系式。因为 $\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{H}$ 满足麦克斯韦方程组(2.1.1)到(2.1.4),因而6个分量中只有2个是独立的,习惯上选择 $\tilde{E}_z$ 和$\tilde{H}_z$ 作为独立分量,并用它们表示其他4个分量 $\tilde{E}_\rho$、$\tilde{E}_\phi$、$\tilde{H}_\rho$ 和$\tilde{H}_\phi$。$\tilde{E}_z$ 和$\tilde{H}_z$ 都满足方程(2.2.1)。关于 $\tilde{E}_z$ 的波动方程容易用分离变量法求解,其通解为

$$\tilde{E}_z(r,\omega)=A(\omega)F(\rho)\exp(im\phi)\exp(i\beta z) \tag{2.2.3}$$

式中,A 为归一化常数,只和频率 ω 有关,β 是传输常数,m 是整数,$F(\rho)$是方程

$$\frac{\mathrm{d}^2F}{\mathrm{d}\rho^2}+\frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}\rho}+\left(n^2k_0^2-\beta^2-\frac{m^2}{\rho^2}\right)F=0 \tag{2.2.4}$$

的解。对于纤芯半径为 a 的光纤,当 $\rho\leqslant a$ 时 $n=n_1$,当 $\rho>a$ 时 $n=n_c$。

方程(2.2.4)是众所周知的关于贝塞尔函数的微分方程,它在纤芯内的通解可写为

$$F(\rho)=C_1J_m(p\rho)+C_2N_m(p\rho) \tag{2.2.5}$$

式中,$J_m(x)$和 $N_m(x)$分别是贝塞尔函数和诺依曼函数,并且 p 被定义为$p=(n_1^2k_0^2-\beta^2)^{1/2}$,常数 C_1 和 C_2 由边界条件决定。对于有物理意义的解,$N_m(p\rho)$在 $\rho=0$ 且 $C_2=0$ 处有一奇点。常数 C_1 可吸收到式(2.2.3)中的 A 中,于是解可写为

$$F(\rho)=J_m(p\rho)\qquad \rho\leqslant a \tag{2.2.6}$$

在包层区($\rho\geqslant a$),解 $F(\rho)$应随 ρ 的增大按指数衰减,修正的贝塞尔函数 K_m 能表示这样的一个解,因此

$$F(\rho)=K_m(q\rho)\qquad \rho\geqslant a \tag{2.2.7}$$

式中,$q=(\beta^2-n_c^2k_0^2)^{1/2}$。

采用同样的步骤可以得到磁场分量 $\tilde{H}_z$。由电磁场的边界条件可知，$\tilde{\boldsymbol{E}}$ 和 $\tilde{\boldsymbol{H}}$ 在纤芯-包层界面处的切向分量是连续的，因而 $\tilde{E}_z$、$\tilde{H}_z$、$\tilde{E}_\phi$ 和 $\tilde{H}_\phi$ 在 $\rho=a$ 处，纤芯的内外有相同的值。这些场分量在 $\rho=a$ 处的等值性引导出一个本征值方程，其解决定了光纤模式的传输常数 β。因为其推导过程已众所周知[5~7]，因而直接写出本征值方程：

$$\left[\frac{J_m'(pa)}{pJ_m(pa)}+\frac{K_m'(qa)}{qK_m(qa)}\right]\left[\frac{J_m'(pa)}{pJ_m(pa)}+\frac{n_c^2}{n_1^2}\frac{K_m'(qa)}{qK_m(qa)}\right]=\left(\frac{m\beta k_0(n_1^2-n_c^2)}{an_1p^2q^2}\right)^2 \tag{2.2.8}$$

式中，$'$表示对幅角的微分。在推导方程(2.2.8)的过程中用到了一个重要的关系式，

$$p^2+q^2=(n_1^2-n_c^2)k_0^2 \tag{2.2.9}$$

通常，本征值方程(2.2.8)对每一个整数 m 有几个不同的解 β，习惯上把这些解用 β_{mn} 表示，其中 m 和 n 都取整数，每个本征值 β_{mn} 对应光纤所能支持的一种特定模式，式(2.2.3)给出对应的模场分布。已证明存在两类光纤模式[5~7]，称为 HE_{mn} 和 EH_{mn} 模。对 $m=0$，由于其电场或磁场的轴向分量趋于零，这些模式类似于平面波导的横电模(transverse-electric，TE)和横磁模(transverse-magnetic，TM)。然而，当 $m>0$ 时，光纤模式变为混合模，即电磁场的所有6个分量均不为零。

2.2.2 单模条件

对于给定的波长，特定光纤所容纳的模式数依赖于其设计参量，即纤芯半径 a 和纤芯-包层折射率差 n_1-n_c。对每个模式来说，一个重要的参量是它的截止频率，此频率由条件 $q=0$ 决定。对于一个给定的模式，其截止频率是由 $q=0$ 时式(2.2.9)中的 p 值决定的。定义归一化频率 V 是很有用的，它和 p 之间的关系为

$$V=p_ca=k_0a(n_1^2-n_c^2)^{1/2} \tag{2.2.10}$$

式中，p_c 通过令 $q=0$ 由式(2.2.9)得到。

本征值方程(2.2.8)可用来确定不同模式达到截止时的 V 值，虽然这个过程较为复杂，但也有文献对它进行过论述[5~7]。由于我们主要对单模光纤感兴趣，因此仅限于讨论允许光纤只支持一个模式的截止条件。单模光纤只支持称为基模的 HE_{11} 模，若参量 $V<V_c$，则其他所有模都将超过截止频率，这里 V_c 是零阶贝塞尔函数 $J_0(V_c)=0$ 的根，或 $V_c\approx2.405$。V 的实际值是一个关键设计参量，通常当 V/V_c 变小时，光纤的微弯损耗将增大，因而实际情况下一般将光纤的 V 值设计成接近 V_c。单模光纤的截止波长通过在式(2.2.10)中利用 $k_0=2\pi/\lambda_c$ 和 $V=2.405$ 得到。对于折射率差的典型值 $n_1-n_c=0.005$，当纤芯半径 $a=4\ \mu\text{m}$ 时，截止波长 $\lambda_c=1.2\ \mu\text{m}$，结果表明这样的光纤只有在波长 $\lambda>1.2\ \mu\text{m}$ 时才能支持单模传输。实际上，只有纤芯半径小于 $2\ \mu\text{m}$ 的光纤才能满足可见光区的单模条件。

2.2.3 基模特性

HE_{11} 模对应的场分布 $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)$ 有三个非零分量 E_ρ、E_ϕ 和 E_z(柱坐标)，或 E_x、E_y 和 E_z(直角坐标)。在这些分量中，E_x 或 E_y 起主要作用，因而在较好的近似程度下，光纤基模是沿 x 方向还是沿 y 方向线偏振取决于是 E_x 还是 E_y 起主要作用。从这个意义上讲，单模光纤并非真正的单模，因为它能支持两个正交偏振的模式。符号 LP_{mn} 有时用来表示线偏振模，它们是方程(2.2.1)的近似解。在这套符号中，基模 HE_{11} 对应于 LP_{01} 模[6]。

理想条件下,单模光纤的两个正交偏振模是简并的(即它们有相同的传输常数)。实际上,诸如纤芯形状和大小沿光纤长度方向随机变化之类的不规则性轻微破坏了这种简并性,入射光的两个偏振分量在沿光纤传输的过程中发生随机混合,从而造成入射光偏振态的混乱。正如在1.2.4节中讨论的,当入射光的偏振方向和保偏光纤的一个主轴方向一致时,它在光纤中传输时能保持线偏振特性。假如入射光是沿光纤的一个主轴方向偏振的(比如沿 x 轴方向),则光纤基模 HE_{11} 的电场近似为

$$\tilde{\boldsymbol{E}}(\boldsymbol{r},\omega)=\hat{x}\{A(\omega)F(x,y)\exp[i\beta(\omega)z]\} \tag{2.2.11}$$

式中,$A(\omega)$是归一化常数。纤芯内基模电场的横向分布为

$$F(x,y)=J_0(p\rho) \qquad \rho\leqslant a \tag{2.2.12}$$

式中,$\rho=(x^2+y^2)^{1/2}$是径向距离。在纤芯外,光场按指数规律衰减[5],

$$F(x,y)=(a/\rho)^{1/2}J_0(pa)\exp[-q(\rho-a)] \qquad \rho\geqslant a \tag{2.2.13}$$

这里,取式(2.2.7)中 $K_m(q\rho)$的渐近展开的首项作为近似,加入常数因子是为了保证 $F(x,y)$在 $\rho=a$ 处的等值性。式(2.2.11)中的传输常数 $\beta(\omega)$可通过解本征值方程(2.2.8)得到,它的频率相关特性不仅是因为 n_1 和 n_c 与频率有关,而且还因为 p 与频率有关,前者称为材料色散,后者称为波导色散。正如在1.3节中讨论的,除非光波长趋近于光纤的零色散波长,通常材料色散起主要作用。虽然在特定条件下能够得到 $\beta(\omega)$的近似解析表达式[5],但通常需要方程(2.2.8)的数值解来对 $\beta(\omega)$赋值。有效模折射率 n_{eff}与 β 有关系,$n_{\mathrm{eff}}=\beta/k_0$。

实际上,由于使用式(2.2.12)和式(2.2.13)给出的模分布 $F(x,y)$处理问题较为棘手,光纤的基模通常采用高斯分布近似,

$$F(x,y)\approx\exp[-(x^2+y^2)/w^2] \tag{2.2.14}$$

式中,宽度参量 w 通过曲线拟合或变分过程决定。图2.1给出了由式(2.2.10)定义的 w/a 与 V 的关系,并在 $V=2.4$ 的特定值下给出了实际场分布与拟合高斯分布的比较,可见它们符合得很好[8],特别是在 $V=2$ 附近。从图2.1中可见,对于 $V=2$,有 $w\approx a$,它表明对 $V\approx2$ 的通信光纤,纤芯半径可作为 w 的一个较好近似;但对于 $V<1.8$,w 明显大于a。当 $1.2<V<2.4$ 时,w 与 a 的关系可以近似表示为[8]

$$w/a\approx0.65+1.619V^{-3/2}+2.879V^{-6} \tag{2.2.15}$$

上式的精度在1%以内。由于上式采用单一光纤参量 V 来表示模场宽度,因此在实际应用中非常有价值。

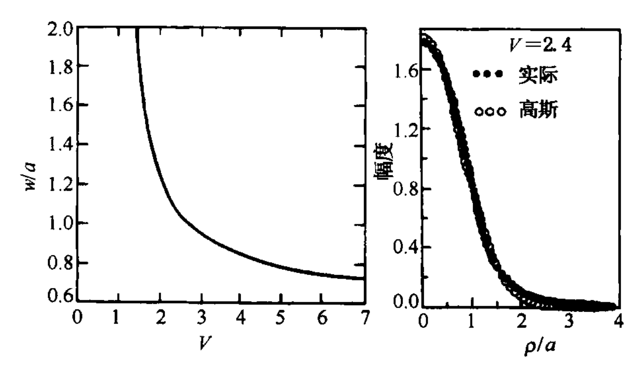


图2.1 由光纤基模拟合成高斯分布得到的模斑宽度参量 w 随光纤参量V的变化,右图为$V=2.4$时的拟合结果[8]

2.3 脉冲传输方程

光纤中大多数非线性效应的研究涉及脉宽范围约为 10 ns ~ 10 fs 的短脉冲的使用。当这样的光脉冲在光纤中传输时，色散和非线性效应将影响其形状和频谱。本节将推导光脉冲在非线性色散光纤中传输的基本方程。出发点是波动方程(2.1.7)，利用方程(2.1.8)和方程(2.1.17)，波动方程(2.1.7)可写成如下形式：

$$\nabla^2 \boldsymbol{E} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \boldsymbol{P}_{\mathrm{L}}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}}{\partial t^2} \tag{2.3.1}$$

式中，感应极化强度的线性部分 $\boldsymbol{P}_{\mathrm{L}}$ 和非线性部分 $\boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}$ 分别通过式(2.1.9)和式(2.1.10)与电场强度 $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)$ 相联系。

2.3.1 非线性脉冲传输

在解方程(2.3.1)之前，有必要做几个假设来简化之。首先，把 $\boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}$ 处理成 $\boldsymbol{P}_{\mathrm{L}}$ 的微扰，这种处理是合理的，因为实际情况下折射率的非线性变化小于 10^{-6}；其次，假定光场偏振态沿光纤长度方向不变，因而标量近似有效。尽管事实并非如此，除非采用保偏光纤，但实际上这种近似非常有效(见第 6 章)；最后，假定光场是准单色的，即光场的中心频率 ω_0 和谱宽 $\Delta\omega$ 满足 $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$。因为 ω_0 约为 $10^{15}\ \mathrm{s}^{-1}$，所以最后一项假设对脉宽短到 0.1 ps 的脉冲是成立的。在慢变包络近似下，将电场的快变部分分离，写成

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t) = \tfrac{1}{2}\hat{x}[E(\boldsymbol{r},t)\exp(-i\omega_0 t) + \text{c.c.}] \tag{2.3.2}$$

式中，$\hat{x}$ 为单位偏振矢量，$E(\boldsymbol{r},t)$ 为时间的慢变函数(相对于光学周期)。类似地，可把感应极化强度 $\boldsymbol{P}_{\mathrm{L}}$ 和 $\boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}$ 表示成

$$\boldsymbol{P}_{\mathrm{L}}(\boldsymbol{r},t) = \tfrac{1}{2}\hat{x}[P_{\mathrm{L}}(\boldsymbol{r},t)\exp(-i\omega_0 t) + \text{c.c.}] \tag{2.3.3}$$

$$\boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}(\boldsymbol{r},t) = \tfrac{1}{2}\hat{x}[P_{\mathrm{NL}}(\boldsymbol{r},t)\exp(-i\omega_0 t) + \text{c.c.}] \tag{2.3.4}$$

把式(2.3.3)代入式(2.1.9)，可得线性极化强度 P_{L} 为

$$\begin{aligned} P_{\mathrm{L}}(\boldsymbol{r},t) &= \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{xx}^{(1)}(t-t')E(\boldsymbol{r},t')\exp[i\omega_0(t-t')]\,\mathrm{d}t' \\ &= \frac{\varepsilon_0}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\chi}_{xx}^{(1)}(\omega)\tilde{E}(\boldsymbol{r},\omega-\omega_0)\exp[-i(\omega-\omega_0)t]\,\mathrm{d}\omega \end{aligned} \tag{2.3.5}$$

式中，$\tilde{E}(\boldsymbol{r},\omega)$ 为 $E(\boldsymbol{r},t)$ 的傅里叶变换，其定义见式(2.1.12)。

把式(2.3.4)代入式(2.1.10)可得到极化强度的非线性分量 $P_{\mathrm{NL}}(\boldsymbol{r},t)$。若假定非线性响应是瞬时作用的，则式(2.1.10)中 $\chi^{(3)}$ 的时间相关性可由三个 $\delta(t-t_1)$ 函数的积得到，这样式(2.1.10)简化为

$$\boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}(\boldsymbol{r},t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vdots \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t) \tag{2.3.6}$$

瞬时非线性响应的假定相当于忽略了分子振动对 $\chi^{(3)}$ 的贡献(喇曼效应)。一般而言，电子和原子核对光场的响应都是非线性的，并且原子核响应比电子响应慢。对于石英光纤，振动或喇曼响应发生在 60 ~ 70 fs 的时间尺度内，这样，式(2.3.6)在脉宽大于 1 ps 时近似有效。2.3.2 节的讨论将包括喇曼效应的贡献。

把式(2.3.2)代入式(2.3.6),发现 $\boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}(\boldsymbol{r},t)$有一项在 ω_0 处振荡,另一项在三次谐波 $3\omega_0$ 处振荡,后一项由于需要相位匹配,在光纤中通常被忽略。利用式(2.3.4)得出 $P_{\mathrm{NL}}(\boldsymbol{r},t)$的表达式为

$$P_{\mathrm{NL}}(\boldsymbol{r},t) \approx \varepsilon_0 \varepsilon_{\mathrm{NL}} E(\boldsymbol{r},t) \tag{2.3.7}$$

式中,$\varepsilon_{\mathrm{NL}}$为非线性介电常数,由下式定义:

$$\varepsilon_{\mathrm{NL}} = \tfrac{3}{4}\chi_{xxxx}^{(3)}|E(\boldsymbol{r},t)|^2 \tag{2.3.8}$$

为得到慢变振幅 $E(\boldsymbol{r},t)$的波动方程,在频域内进行推导更为方便,但这一般是不可能的,因为 $\varepsilon_{\mathrm{NL}}$对场强的依赖关系,方程(2.3.1)是非线性的。一种处理方法是,在推导传输方程的过程中把 $\varepsilon_{\mathrm{NL}}$处理成常量[9],从慢变包络近似和 P_{NL}的微扰特性来看,这种方法是合理的。把式(2.3.2)至式(2.3.4)代入方程(2.3.1),发现傅里叶变换

$$\tilde{E}(\boldsymbol{r},\omega-\omega_0) = \int_{-\infty}^{\infty} E(\boldsymbol{r},t)\exp[i(\omega-\omega_0)t]\,\mathrm{d}t \tag{2.3.9}$$

满足亥姆霍兹方程

$$\nabla^2\tilde{E} + \varepsilon(\omega)k_0^2\tilde{E} = 0 \tag{2.3.10}$$

式中,$k_0 = \omega/c$,且介电常数

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}_{xx}^{(1)}(\omega) + \varepsilon_{\mathrm{NL}} \tag{2.3.11}$$

的非线性部分 $\varepsilon_{\mathrm{NL}}$由式(2.3.8)给定。与式(2.1.14)类似,可用介电常数定义折射率 $\tilde{n}$ 和吸收系数$\tilde{\alpha}$。然而,由于 $\varepsilon_{\mathrm{NL}}$的缘故,$\tilde{n}$ 和$\tilde{\alpha}$ 都与强度有关,习惯上引入

$$\tilde{n} = n + n_2|E|^2 \qquad \tilde{\alpha} = \alpha + \alpha_2|E|^2 \tag{2.3.12}$$

利用 $\varepsilon = (\tilde{n} + i\tilde{\alpha}/2k_0)^2$ 及式(2.3.8)和式(2.3.11),可得出非线性折射率系数 n_2 和双光子吸收系数 α_2 为

$$n_2 = \frac{3}{8n}\mathrm{Re}(\chi_{xxxx}^{(3)}) \qquad \alpha_2 = \frac{3\omega_0}{4nc}\mathrm{Im}(\chi_{xxxx}^{(3)}) \tag{2.3.13}$$

像式(2.1.15)和式(2.1.16)那样,线性折射率 n 和吸收系数α 与$\tilde{\chi}_{xx}^{(1)}$的实部和虚部有关。对于石英光纤,α_2 相对较小,常被忽略。

方程(2.3.10)可利用分离变量法求解。假定解的形式为

$$\tilde{E}(\boldsymbol{r},\omega-\omega_0) = F(x,y)\tilde{A}(z,\omega-\omega_0)\exp(i\beta_0 z) \tag{2.3.14}$$

式中,$\tilde{A}(z,\omega)$是 z 的慢变函数;β_0 是波数,它将随后确定。将方程(2.3.10)分离成两个关于$F(x,y)$和$\tilde{A}(z,\omega)$的方程,

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + [\varepsilon(\omega)k_0^2 - \tilde{\beta}^2]F = 0 \tag{2.3.15}$$

$$2i\beta_0\frac{\partial\tilde{A}}{\partial z} + (\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2)\tilde{A} = 0 \tag{2.3.16}$$

在推导方程(2.3.16)的过程中,由于假定 $\tilde{A}(z,\omega)$为 z 的慢变函数,因而忽略了它的二阶导数项$\partial^2\tilde{A}/\partial z^2$。与 2.2 节中用到的步骤类似,通过解光纤模式的本征值方程(2.3.15),可以确定波数$\tilde{\beta}$。方程(2.3.15)中的介电常数 $\varepsilon(\omega)$近似为

$$\varepsilon = (n+\Delta n)^2 \approx n^2 + 2n\Delta n \tag{2.3.17}$$

式中，Δn 为微扰，其表达式为

$$\Delta n = n_2|E|^2 + \frac{i\tilde{\alpha}}{2k_0} \tag{2.3.18}$$

方程(2.3.15)可用一阶微扰理论求解[10]。首先用 n^2 代替 ϵ 求解方程，得到模分布 $F(x,y)$ 和对应的波数 $\beta(\omega)$。对于单模光纤，$F(x,y)$ 对应于由式(2.2.12)、式(2.2.13)或高斯近似式(2.2.14)给出的光纤基模 HE_{11} 的模分布，然后将 Δn 的影响包括在方程(2.3.15)中。根据一阶微扰理论，Δn 不会影响模分布 $F(x,y)$，然而本征值 $\tilde{\beta}$ 将变为

$$\tilde{\beta}(\omega) = \beta(\omega) + \Delta\beta(\omega) \tag{2.3.19}$$

式中

$$\Delta\beta(\omega) = \frac{\omega^2 n(\omega)}{c^2\beta(\omega)} \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} \Delta n(\omega)|F(x,y)|^2\,\mathrm{d}x\mathrm{d}y}{\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^2\,\mathrm{d}x\mathrm{d}y} \tag{2.3.20}$$

这一步完成了一阶微扰 $\boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}$ 下方程(2.3.1)的形式解。利用式(2.3.2)及式(2.3.14)，$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)$ 可写为

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t) = \tfrac{1}{2}\hat{x}\{F(x,y)A(z,t)\exp[i(\beta_0 z - \omega_0 t)] + \text{c.c.}\} \tag{2.3.21}$$

式中，$A(z,t)$ 是慢变脉冲包络，它的傅里叶变换 $\tilde{A}(z,\omega-\omega_0)$ 满足方程(2.3.16)，可写为

$$\frac{\partial\tilde{A}}{\partial z} = i[\beta(\omega) + \Delta\beta(\omega) - \beta_0]\tilde{A} \tag{2.3.22}$$

这里用到了式(2.3.19)，并把 $\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2$ 近似为 $2\beta_0(\tilde{\beta} - \beta_0)$。此方程的物理意义很明显，即脉冲沿光纤传输时，其包络内的每一个频谱分量都得到一个与频率和强度有关的相移。

对方程(2.3.22)做逆傅里叶变换，可得到时域中关于 $A(z,t)$ 的传输方程，然而，很少能知道 $\beta(\omega)$ 的准确函数形式。为此，在载频 ω_0 附近把 $\beta(\omega)$ 展成泰勒级数，

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega-\omega_0)\beta_1 + \tfrac{1}{2}(\omega-\omega_0)^2\beta_2 + \tfrac{1}{6}(\omega-\omega_0)^3\beta_3 + \cdots \tag{2.3.23}$$

式中，$\beta_0 \equiv \beta(\omega_0)$，其他参量定义为

$$\beta_m = \left(\frac{\mathrm{d}^m\beta}{\mathrm{d}\omega^m}\right)_{\omega=\omega_0} \qquad (m = 1,2,\cdots) \tag{2.3.24}$$

与此类似，将 $\Delta\beta(\omega)$ 展开为

$$\Delta\beta(\omega) = \Delta\beta_0 + (\omega-\omega_0)\Delta\beta_1 + \tfrac{1}{2}(\omega-\omega_0)^2\Delta\beta_2 + \cdots \tag{2.3.25}$$

式中，$\Delta\beta_m$ 的定义与式(2.3.24)类似。

若脉冲谱宽满足条件 $\Delta\omega \ll \omega_0$，则展开式(2.3.23)中的三次项及更高次项可忽略，这些项的忽略与在方程(2.3.22)的推导过程中用到的准单色假定是一致的。对于某些特定的 ω_0 值，若 $\beta_2 \approx 0$(即在光纤的零色散波长附近)，有必要包括三次项 β_3。在同样条件下，在式(2.3.25)中可利用近似 $\Delta\beta \approx \Delta\beta_0$。在方程(2.3.22)中做了上述简化后，利用

$$A(z,t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(z,\omega-\omega_0)\exp[-i(\omega-\omega_0)t]\,\mathrm{d}\omega \tag{2.3.26}$$

进行逆傅里叶变换。在逆傅里叶变换中，用微分算符 $i(\partial/\partial t)$ 代替 $\omega-\omega_0$，于是可得到关于 $A(z,t)$ 的方程为

$$\frac{\partial A}{\partial z}+\beta_1\frac{\partial A}{\partial t}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2}=i\Delta\beta_0 A \tag{2.3.27}$$

方程(2.3.27)右边的 $\Delta\beta_0$ 项包括了光纤的损耗及非线性效应。利用 $\beta(\omega)\approx n(\omega)\omega/c$ 并假设式(2.3.20)中的 $F(x,y)$在整个脉冲带宽内变化不大,方程(2.3.27)可写成

$$\frac{\partial A}{\partial z}+\beta_1\frac{\partial A}{\partial t}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2}+\frac{\alpha}{2}A=i\gamma(\omega_0)|A|^2A \tag{2.3.28}$$

式中,非线性参量 γ 定义为

$$\gamma(\omega_0)=\frac{n_2(\omega_0)\omega_0}{cA_{\text{eff}}} \tag{2.3.29}$$

在推导方程(2.3.28)时,假设脉冲振幅 A 是归一化的,于是 $|A|^2$ 代表光功率。如果 n_2 以 m^2/W 为单位表示(见 11.1.1 节),则 $\gamma|A|^2$ 的单位是 m^{-1}。参量 A_{eff}称为有效模场面积,定义为

$$A_{\text{eff}}=\frac{\left(\iint_{-\infty}^{\infty}|F(x,y)|^2\mathrm{d}x\mathrm{d}y\right)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty}|F(x,y)|^4\mathrm{d}x\mathrm{d}y} \tag{2.3.30}$$

通常,估算它的值需要用到光纤基模的模分布 $F(x,y)$。显然,A_{eff}取决于光纤参量,如纤芯半径、纤芯-包层折射率差等。若光纤基模用式(2.2.14)给出的高斯分布近似表示,则 $A_{eff}=\pi w^2$。宽度参量 w 取决于光纤的 V 参量,可由图 2.1 或式(2.2.10)得到。根据光纤设计的不同,在 1.5 μm 波长区,A_{eff}的典型变化范围为 1 ~ 100 μm^2(见第 11 章)。例如,若取 $n_2\approx2.6\times10^{-20}$ m^2/W,则 γ 可在 1 ~ 100 W^{-1}/km 范围内变化。在所谓的高非线性光纤中,通过有意减小 A_{eff}的值来增强非线性效应。

方程(2.3.28)描述了皮秒光脉冲在单模光纤中的传输,它和非线性薛定谔方程(nonlinear schrödinger,NLS)有关联,并在一定条件下可以简化成非线性薛定谔方程。该方程通过 α 包括了光纤的损耗效应,通过 β_1 和 β_2 包括了光纤的色散效应,通过 γ 包括了光纤的非线性效应,其中参量 β_1 和 β_2 的物理意义已在 1.2.3 节中做了讨论。总之,脉冲包络以群速度 $v_g\equiv1/\beta_1$ 移动,而群速度色散效应用 β_2 描述。群速度色散参量 β_2 可正可负,这取决于光波长 λ 是大于还是小于光纤的零色散波长 λ_D(见图 1.5)。在反常色散区($\lambda>\lambda_D$),β_2 是负值,光纤中可以形成光孤子。对于标准石英光纤,在可见光区 β_2 约为 50 ps^2/km,而在 1.5 μm 附近 β_2 接近 -20 ps^2/km,且在 1.3 μm 附近改变符号。方程(2.3.28)右边的项表示自相位调制这种非线性效应。

2.3.2 高阶非线性效应

尽管传输方程(2.3.28)已成功地解释了许多非线性效应,但它仍然需要根据实验条件来修正。例如,方程(2.3.28)没有包括像 SRS 和 SBS 那样的受激非弹性散射效应(见 1.3.2 节)。若入射脉冲的峰值功率超过阈值,则 SRS 和 SBS 就会把能量转移给与入射脉冲同向或反向传输的波长不同的另一个新脉冲。通过交叉相位调制现象,两脉冲也会相互作用。当两个或多个不同波长的脉冲(其频率间隔大于单个脉冲谱宽)入射到光纤中时,也会发生类似的情况。光纤中多脉冲的同时传输由一组与方程(2.3.28)相似但包括了 XPM 及喇曼(或布里渊)增益贡献的方程组来描述。

对于脉宽接近或小于 1 ps 的超短光脉冲,方程(2.3.28)也需要修正[11~26],因为这类脉冲的谱宽很大,在推导(2.3.28)过程中所做的几个近似就出问题了。其中最重要的局限性是忽略了喇曼效应,对谱宽大于 0.1 THz 的脉冲,喇曼增益通过从同一脉冲的高频分量转移能量来放大

其低频分量，这种现象有时称为脉冲内喇曼散射(intrapulse Raman scattering)。脉冲内喇曼散射的结果是，脉冲在光纤中的传输过程中，其频谱移向低频端(红端)，这一特性称为喇曼感应频移(Reman-induced frequency shift)[11]。脉冲内喇曼散射效应的物理起源与喇曼(振动)响应的延迟特性有关[12]。从数学意义上讲，就是在推导方程(2.3.28)时不能利用式(2.3.6)，而必须利用式(2.1.10)给出的非线性极化的一般形式。

出发点仍是波动方程(2.3.1)，式(2.1.10)描述的各种三阶非线性效应并不都与我们讨论的问题有关，例如三次谐波产生(third-harmonic generation)和四波混频(four-wave mixing)，只有在适当的相位匹配条件满足时才会发生的非线性现象(见第 10 章)。通过假设三阶极化率具有如下形式，可将强度相关的非线性效应包括在内[16]：

$$\chi^{(3)}(t-t_1,t-t_2,t-t_3)=\chi^{(3)}R(t-t_1)\delta(t-t_2)\delta(t-t_3) \tag{2.3.31}$$

式中，$R(t)$是非线性响应函数，并做了归一化处理，使$\int_{-\infty}^{\infty}R(t)\,\mathrm{d}t=1$。若将式(2.3.31)代入式(2.1.10)中，并通过式(2.3.2)引入慢变光场，可得非线性极化强度的标量形式为

$$P_{\mathrm{NL}}(\boldsymbol{r},t)=\frac{3\varepsilon_0}{4}\chi^{(3)}_{xxxx}E(\boldsymbol{r},t)\int_{-\infty}^{t}R(t-t_1)E^*(\boldsymbol{r},t_1)E(\boldsymbol{r},t_1)\,\mathrm{d}t_1 \tag{2.3.32}$$

因为对于 $t_1>t$，响应函数 $R(t-t_1)$必须为 0，所以式(2.3.32)的积分上限仅到 t。

在频域中仍要用到 2.3.1 节的分析，利用式(2.3.2)至式(2.3.4)，发现 $\tilde{E}$ 满足[17]

$$\begin{aligned}\nabla^2\tilde{E}+n^2(\omega)k_0^2\tilde{E}=&-ik_0\alpha-\chi^{(3)}_{xxxx}k_0^2\iint_{-\infty}^{\infty}\tilde{R}(\omega_1-\omega_2)\\&\times\tilde{E}(\omega_1,z)\tilde{E}^*(\omega_2,z)\tilde{E}(\omega-\omega_1+\omega_2,z)\,\mathrm{d}\omega_1\mathrm{d}\omega_2\end{aligned} \tag{2.3.33}$$

式中，$\tilde{R}(\omega)$是 $R(t)$的傅里叶变换。与前面相同，可以把方程右边的项看成微扰，忽略这些项后首先可以得到模分布。微扰项的作用是通过式(2.3.19)中的 $\Delta\beta$ 改变基模的传输常数。

仍可像式(2.3.21)一样定义慢变振幅 $A(z,t)$。当从频域变换回时域时，必须考虑到 $\Delta\beta$ 的频率相关性，为此可用式(2.3.25)将 $\Delta\beta$ 进行泰勒级数展开。同样，将参量 γ 和 α 利用类似式(2.3.25)的泰勒级数展开为

$$\gamma(\omega)=\gamma(\omega_0)+\gamma_1(\omega-\omega_0)+\tfrac{1}{2}\gamma_2(\omega-\omega_0)^2+\cdots \tag{2.3.34}$$

$$\alpha(\omega)=\alpha(\omega_0)+\alpha_1(\omega-\omega_0)+\tfrac{1}{2}\alpha_2(\omega-\omega_0)^2+\cdots \tag{2.3.35}$$

式中，$\gamma_m=(\mathrm{d}^m\gamma/\mathrm{d}\omega^m)_{\omega=\omega_0}$。在大部分实际情况下，保留以上展开式中的前两项已经足够。经计算后可以得到如下描述单模光纤中脉冲演化的方程[18]：

$$\begin{aligned}&\frac{\partial A}{\partial z}+\frac{1}{2}\left(\alpha(\omega_0)+i\alpha_1\frac{\partial}{\partial t}\right)A+\beta_1\frac{\partial A}{\partial t}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2}-\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial t^3}\\&=i\left(\gamma(\omega_0)+i\gamma_1\frac{\partial}{\partial t}\right)\left(A(z,t)\int_0^{\infty}R(t')|A(z,t-t')|^2\mathrm{d}t'\right)\end{aligned} \tag{2.3.36}$$

此方程中的积分项表示脉冲内喇曼散射引起的能量转移。如果将足够的高阶色散项包括在内，则方程(2.3.36)可以适用于几个光学周期宽的脉冲[22~26]。例如，当处理将在第 12 章中讨论的光纤中的超连续谱产生问题时，有时要考虑到十二阶色散效应。

需要着重指出的是，方程(2.3.36)中的 γ_1 使 n_2 和 A_{eff}的频率相关性自动包括在内。注意，$\gamma_1=(\mathrm{d}\gamma/\mathrm{d}\omega)_{\omega=\omega_0}$，比值 γ_1/γ 包括下面三项：

$$\frac{\gamma_1(\omega_0)}{\gamma(\omega_0)} = \frac{1}{\omega_0} + \frac{1}{n_2}\left(\frac{\mathrm{d}n_2}{\mathrm{d}\omega}\right)_{\omega=\omega_0} - \frac{1}{A_{\mathrm{eff}}}\left(\frac{\mathrm{d}A_{\mathrm{eff}}}{\mathrm{d}\omega}\right)_{\omega=\omega_0} \tag{2.3.37}$$

式中,第一项是主要的,但在频谱宽度达 100 THz 甚至更大的超连续谱中,第二项和第三项变得比较重要[26]。若频谱展宽被限制在 20 THz 左右,则可以取 $\gamma_1 \approx \gamma/\omega_0$,这一近似在实际中经常用到。如果将包含导数$\partial A/\partial t$ 的项综合起来考虑,可以发现 γ_1 项迫使群速度和光强有关,这将导致自变陡(self-steepening)现象的产生[28~32]。

非线性响应 $R(t)$函数应同时包括电子贡献和原子核贡献,假设电子贡献几乎是瞬时的,$R(t)$的函数形式可写成[15~20]

$$R(t) = (1-f_R)\delta(t-t_e) + f_R h_R(t) \tag{2.3.38}$$

式中,t_e 表示电子响应中可忽略的短延迟($t_e < 1$ fs),f_R 表示延迟喇曼响应对非线性极化 P_{NL}的小数贡献,喇曼响应函数 $h_R(t)$的形式由光场感应的石英分子的振动决定。

由于石英光纤的非晶体特性,计算 $h_R(t)$并不容易。注意,喇曼增益谱与 $h_R(t)$的傅里叶变换的虚部相关[15],

$$g_R(\Delta\omega) = \frac{\omega_0}{cn(\omega_0)} f_R \chi_{xxxx}^{(3)} \mathrm{Im}[\tilde{h}_R(\Delta\omega)] \tag{2.3.39}$$

式中,$\Delta\omega = \omega - \omega_0$,Im 代表虚部,因此这为实际中计算 $h_R(t)$提供了一种间接实验方法。$\tilde{h}_R(\Delta\omega)$的实部可以通过克拉默斯-克勒尼希(Kramers-Kronig)关系从虚部得到[3],对 $\tilde{h}_R(\Delta\omega)$进行逆傅里叶变换即可得到喇曼响应函数 $h_R(t)$。图 2.2 给出了由实验测得的石英光纤中的喇曼增益谱(见图 8.2)得到的 $h_R(t)$的时域形式[15]。

人们还尝试着给出喇曼响应函数的近似解析形式。考虑到在图 2.2 看到的阻尼振荡形状,一个有用的形式是[16]

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2+\tau_2^2}{\tau_1\tau_2^2}\exp(-t/\tau_2)\sin(t/\tau_1) \tag{2.3.40}$$

式中,τ_1 和 τ_2 是两个可调节的参量,通过适当选取这两个参量的值可较好地拟合实际的喇曼增益谱。在 1989 年的一项研究中[16],使用 $\tau_1 = 12.2$ fs,$\tau_2 = 32$ fs。f_R 的值也可以由式(2.3.39)估算出,利用已知的峰值喇曼增益的数值,算出 f_R 约为 0.18[15~17]。在使用式(2.3.40)时要小心,因为它是用单个洛伦兹线形作为实际喇曼增益谱的近似的,因而无法再现频率低于 5 THz 时图 8.2 中的隆起。这一特性导致喇曼感应频移,而式(2.3.40)一般低估了这一频移量。为处理这一难题,最近提出了另一种不同形式的 $h_R(t)$[27]。

方程(2.3.36)和式(2.3.38)给出的响应函数 $R(t)$一起描述了超短脉冲在光纤中的演化。若忽略光纤损耗(即 $\alpha = 0$),则脉冲演化过程中的光子数保持不变,这一点证明了该方程的准确性[17]。当考虑到脉冲内喇曼散射时,脉冲能量就不再保持不变,这是因为部分脉冲能量被石英分子吸收,方程(2.3.36)包含了这种非线性损耗源。很容易看到,对于脉宽远大于喇曼响应函数 $h_R(t)$的时间尺度的光脉冲,方程(2.3.36)就能简化成更简单的方程(2.3.28)。注意,当 $t > 1$ ps 时,$h_R(t)$近似为 0(见图 2.2),这种脉冲的 $R(t)$可用 $\delta(t)$函数代替。另外,对于这种脉冲,高阶色散项 β_3、损耗项 α_1 和非线性项 γ_1 亦可忽略,因此方程(2.3.36)简化为方程(2.3.28)。

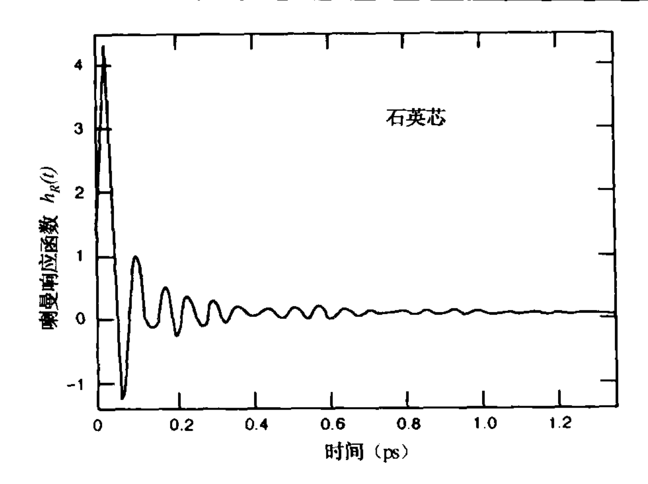


图 2.2　由实际的石英光纤的喇曼增益谱得到的喇曼响应函数 $h_R(t)$的时变曲线[15]

对于包含多个光学周期的足够宽的脉冲(脉宽 > 100 fs),可以令 $\alpha_1=0,\gamma_1=\gamma/\omega_0$,并利用泰勒级数展开方程(2.3.36)中的$|A(z,t-t')|^2$ 项,

$$|A(z,t-t')|^2 \approx |A(z,t)|^2 - t'\frac{\partial}{\partial t}|A(z,t)|^2 \tag{2.3.41}$$

这样可使该方程大大简化。

若脉冲包络沿光纤是慢变的,则这种近似是合理的。定义非线性响应函数的一阶矩为

$$T_R \equiv \int_0^\infty tR(t)\,dt \approx f_R\int_0^\infty t\,h_R(t)\,dt = f_R\frac{d(\text{Im}\,\tilde{h}_R)}{d(\Delta\omega)}\bigg|_{\Delta\omega=0} \tag{2.3.42}$$

注意,$\int_0^\infty R(t)dt=1$,方程(2.3.36)可以近似为

$$\frac{\partial A}{\partial z}+\frac{\alpha}{2}A+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial T^2}-\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial T^3}=i\gamma\left(|A|^2A+\frac{i}{\omega_0}\frac{\partial}{\partial T}(|A|^2A)-T_RA\frac{\partial |A|^2}{\partial T}\right) \tag{2.3.43}$$

其中通过进行变换

$$T=t-z/v_g\equiv t-\beta_1 z \tag{2.3.44}$$

引入以群速度 v_g 随脉冲移动的参考系(即所谓的延时系)。在推导方程(2.3.43)时,由于包含 T_R/ω_0 的二次项很小,故将其忽略不计。

方程(2.3.43)中三个高阶项的起因很容易理解。正比于 β_3 的项是由传输常数展开式(2.3.23)中的三次方项引起的,这一项决定了三阶色散效应。对于带宽较大的超短脉冲,该项变得很重要;正比于 ω_0^{-1} 的项源于式(2.3.20)中 $\Delta\beta$ 的频率相关性,它和脉冲沿的自变陡有关[28~32];方程(2.3.43)中正比于 T_R 的最后一项源于延迟喇曼响应,是脉冲内喇曼散射引起的喇曼感应频移的产生原因[11]。利用式(2.3.39)和式(2.3.42),并假设喇曼增益谱在载频 ω_0 附近随频率是线性变化的,则 T_R 与喇曼增益谱的斜率有关[12],其数值已通过实验导出[33]:在 1.5 μm 波长附近,$T_R=3$ fs。若脉宽小于 0.5 ps,则喇曼增益在整个脉冲带宽内并非完全是线性变化的,因此对于这样的短脉冲,能否使用方程(2.3.43)也将成为问题。

若脉冲宽度 $T_0>5$ ps,参量$(\omega_0T_0)^{-1}$和 T_R/T_0 很小(小于 0.001),则方程(2.3.43)中的最后两项可以忽略。同时,对于这样的脉冲,三阶色散项的贡献也很小(只要载波波长不十分接近光

纤零色散波长),因此可以使用简化的方程

$$i\frac{\partial A}{\partial z}+\frac{i\alpha}{2}A-\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial T^2}+\gamma|A|^2A=0 \tag{2.3.45}$$

此方程也可以利用式(2.3.44)给出的变换关系由方程(2.3.28)得到。在 $\alpha=0$ 的特殊条件下,方程(2.3.45)称为非线性薛定谔方程(NLS),因为它与含有非线性势项的薛定谔方程类似(变量 z 起着时间量的作用)。由此进一步延伸,方程(2.3.43)称为广义非线性薛定谔方程。非线性薛定谔方程是非线性科学的一个基本方程,已被广泛用于孤子研究[34~41]。

方程(2.3.45)是研究光纤中三阶非线性效应的最简单的非线性方程。若光脉冲的峰值功率很高,则必须将式(1.3.1)中的五阶和更高阶项包括在内,这时非线性薛定谔方程需要做些修正。其中一个简单的方法是将方程(2.3.45)中的非线性参量 γ 用 $\gamma=\gamma_0(1-b_s|A|^2)$ 代替,其中 b_s 是决定非线性开始饱和的功率的饱和参量。对于石英光纤,在大多数实际情况下 $b_s|A|^2\ll 1$,因此可以使用方程(2.3.45)。若峰值强度接近 1 GW/cm^2,则 $b_s|A|^2$ 不可忽略。在方程(2.3.45)中利用 $\gamma=\gamma_0(1-b_s|A|^2)$,由此得到的方程常称为三次-五次 NLS 方程,因为该方程包含了振幅的三次方和五次方项[40]。基于同样的原因,方程(2.3.45)称为三次 NLS 方程。利用具有较大 n_2 值的材料制造的光纤(如硅酸盐和硫化物光纤),在较低的峰值功率下就容易出现饱和效应,三次-五次 NLS 方程更适合这些光纤,而且该方程对纤芯用高非线性材料(如有机染料[42]和半导体[43])掺杂的光纤也适用。

方程(2.3.45)以不同形式出现在光学领域[39]。例如,当变量 T 解释为空间坐标时,连续光在平面波导中的传输问题也可以用同样的方程描述。方程(2.3.45)中的 β_2 项决定了平面波导中光束的衍射,由于是同一方程描述的物理现象,将“空间衍射”和“时间色散”类比,将更能体现出其优越性。

2.4 数值方法

NLS 方程[方程(2.3.43)或方程(2.3.45)]是非线性偏微分方程,在一般情况下没有解析解,除非是能使用逆散射法的某些特殊情况[34]。因此,为理解光纤中的非线性效应,通常需要数值方法求解。为达到这一目的[44~72],可采用许多数值方法,这些方法可分成两大类,即有限差分法和伪谱法。一般来说,在达到相同精度的条件下,伪谱法比有限差分法快一个数量级[52]。已广泛应用于研究脉冲在非线性色散介质中的传输问题的一种方法是分步傅里叶法(split-step Fourier method)[46,47],这种方法相对于大多数有限差分法有更快的速度,部分原因是因为采用了有限傅里叶变换(finite-Fourier-transform, FFT)算法[73]。本节将介绍用于研究光纤中脉冲传输问题的不同的数值方法,重点是分步傅里叶法及其改进。

2.4.1 分步傅里叶法

为理解分步傅里叶法的基本原理,把方程(2.3.43)改写成如下形式:

$$\frac{\partial A}{\partial z}=(\hat{D}+\hat{N})A \tag{2.4.1}$$

式中,$\hat{D}$ 是微分算符,表示线性介质的色散和吸收;$\hat{N}$ 是非线性算符,决定脉冲传输过程中光纤非线性效应的影响。这两个算符分别为

$$\hat{D} = -\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3}{\partial T^3} - \frac{\alpha}{2} \tag{2.4.2}$$

$$\hat{N} = i\gamma\left(|A|^2 + \frac{i}{\omega_0}\frac{1}{A}\frac{\partial}{\partial T}(|A|^2A) - T_R\frac{\partial|A|^2}{\partial T}\right) \tag{2.4.3}$$

一般来说,沿光纤的长度方向,色散和非线性是同时作用的。分步傅里叶法通过假定在传输过程中,光场每通过一小段距离 h,色散和非线性效应可以分别作用,从而得到一个近似结果。更准确地说,从 z 到 $z+h$ 的传输过程可以分两步进行:第一步,仅有非线性作用,方程(2.4.1)中的 $\hat{D}=0$;第二步,仅有色散作用,方程(2.4.1)中的 $\hat{N}=0$。该过程用数学形式表示为

$$A(z+h,T) \approx \exp(h\hat{D})\exp(h\hat{N})A(z,T). \tag{2.4.4}$$

按规定,指数算符 $\exp(h\hat{D})$ 在傅里叶域内使用下式计算:

$$\exp(h\hat{D})B(z,T) = F_T^{-1}\exp[h\hat{D}(-i\omega)]F_TB(z,T) \tag{2.4.5}$$

式中,F_T 表示傅里叶变换操作,$\hat{D}(-i\omega)$ 由式(2.4.2)通过用 $-i\omega$ 代替算符 $\partial/\partial T$ 得到,ω 为傅里叶域中的频率。因为 $\hat{D}(i\omega)$ 恰好是傅里叶空间中的一个数,故可直接计算式(2.4.5)的值。FFT 算法使式(2.4.5)的数值计算相当快[73]。正是由于这个原因,分步傅里叶法比大多数有限差分法快一到两个数量级[52]。

为估计分步傅里叶法的精度,如果假设 $\hat{N}$ 与 z 无关,则方程(2.4.1)的一个正式的精确解为

$$A(z+h,T) = \exp[h(\hat{D}+\hat{N})]A(z,T) \tag{2.4.6}$$

这里,回忆两个非对易算符 $\hat{a}$ 和 $\hat{b}$ 的贝克–豪斯多夫(Baker-Hausdorff)公式[74]

$$\exp(\hat{a})\exp(\hat{b}) = \exp\left(\hat{a}+\hat{b}+\frac{1}{2}[\hat{a},\hat{b}]+\frac{1}{12}[\hat{a}-\hat{b},[\hat{a},\hat{b}]]+\cdots\right) \tag{2.4.7}$$

会有所帮助,式中 $[\hat{a},\hat{b}]=\hat{a}\hat{b}-\hat{b}\hat{a}$。比较式(2.4.4)与式(2.4.6)表明,分步傅里叶法忽略了算符 $\hat{D}$ 和 $\hat{N}$ 的非对易性。把 $\hat{a}=h\hat{D}$,$\hat{b}=h\hat{N}$ 代入式(2.4.7),可得到源于对易子 $\frac{1}{2}h^2[\hat{D},\hat{N}]$ 的主要误差项。这样,就知道了分步傅里叶法精确到步 h 长的二次项。

采用一个与上面不同的过程使光脉冲在 z 到 $z+h$ 这一小段内传输,可改善分步傅里叶法的精度,在此过程中,由下式代替式(2.4.4):

$$A(z+h,T) \approx \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right)\exp\left(\int_z^{z+h}\hat{N}(z')\,\mathrm{d}z'\right)\exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right)A(z,T) \tag{2.4.8}$$

此过程与上一过程的主要不同在于,非线性效应包含在小区间的中间而不是边界,由于式(2.4.8)中指数算符的对称形式,该方法称为对称分步傅里叶法[75]。式(2.4.8)中间的指数项内的积分包含了与 z 有关的非线性算符 $\hat{N}$,若步长 h 足够小,则它可近似表示为 $\exp(h\hat{N})$,与式(2.4.4)类似。采用式(2.4.8)的对称形式的最重要的优点是,主要误差项来自式(2.4.7)中的双对易子,且它是步长 h 的三次项,这可以通过把式(2.4.7)两次用于式(2.4.8)来证明。

通过更精确地计算式(2.4.8)中的积分而不是用 $h\hat{N}(z)$ 近似,分步傅里叶法的精度可进一步提高。一种简单的方法是采用梯形法则和近似积分[76]

$$\int_z^{z+h}\hat{N}(z')\,\mathrm{d}z' \approx \frac{h}{2}[\hat{N}(z)+\hat{N}(z+h)] \tag{2.4.9}$$

然而,式(2.4.9)的具体计算不是简单的事情,因为 $\hat{N}(z+h)$ 在中段 $z+h/2$ 处是未知的,这就需

要用已知的初始值 $\hat{N}(z)$代替 $\hat{N}(z+h)$进行迭代,然后利用式(2.4.8)计算出 $A(z+h,T)$,反过来再用它计算 $\hat{N}(z+h)$的值。尽管这一迭代过程比较费时,但如果通过改进数值算法的精度使步长 h 增大,那么总的计算时间仍将缩短,实际上两次迭代就足够了。

分步傅里叶法的实现是相当直观的。如图 2.3 所示,光纤长度被分割成许多区间,而这些区间不必是等间距的。光脉冲按式(2.4.8)从一个区间到另一个区间传输,更准确地说,光场 $A(z,T)$在最初的 $h/2$ 距离上的传输只与色散有关,只需用到 FFT 算法和式(2.4.5)。在 $z+h/2$ 处,光场应乘以非线性项,以表示整个区间长度 h 上的非线性效应。最后,光场在剩下的 $h/2$ 距离上的传输也只与色散有关,从而得到 $A(z+h,T)$。实际上,假定非线性效应只集中在每个区间的中央(见图 2.3 中的虚线)。

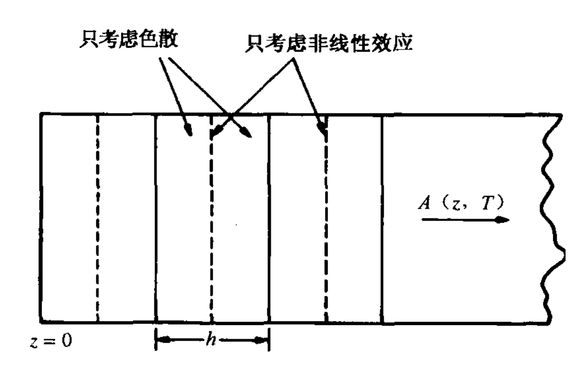


图 2.3 用于数值模拟的对称分步傅里叶法示意图。一根光纤被分成许多长为 h 的区间,在此区间内由虚线表示的中央位置处考虑光纤的非线性效应

实际情况下,分步傅里叶法能够运行得更快。为说明这点,在连续的 M 个区间上运用式(2.4.8),可得

$$A(L,T) \approx \mathrm{e}^{-\frac{1}{2}h\hat{D}}\left(\prod_{m=1}^{M}\mathrm{e}^{h\hat{D}}\mathrm{e}^{h\hat{N}}\right)\mathrm{e}^{\frac{1}{2}h\hat{D}}A(0,T) \tag{2.4.10}$$

式中,$L=Mh$ 是总的光纤长度,而且式(2.4.9)中的积分用 $h\hat{N}$ 近似表示。于是,除了在第一步和最后一步对色散的处理外,所有中间步骤均可在全部段长 h 上执行。这一特点使 FFT 的次数大致减少一半,整个运行速度几乎加倍。注意,若用 $\hat{a}=h\hat{N}$ 和 $\hat{b}=h\hat{D}$ 代入式(2.4.7),还可以得到另一种不同的算法。在这种情况下,将式(2.4.10)用下式代替:

$$A(L,T) \approx \mathrm{e}^{-\frac{1}{2}h\hat{N}}\left(\prod_{m=1}^{M}\mathrm{e}^{h\hat{N}}\mathrm{e}^{h\hat{D}}\right)\mathrm{e}^{\frac{1}{2}h\hat{N}}A(0,T) \tag{2.4.11}$$

这两种算法有相同的精度,实际情况下也容易实现(见附录 B)。为提高运算效率,还可以应用分步傅里叶法的更高版本[70]。对某些问题,适当选择沿 z 方向的步长也有助于减小运算时间[71]。

分步傅里叶法已用于解决许多光学问题,包括大气中的波传输[76]、渐变折射率光纤[77]、半导体激光器[78]、非稳谐振腔[79]及波导耦合器[80]等。当将分步傅里叶法应用于连续光在用衍射代替色散的非线性介质中传输时,常称为光束传输法(beam-propagation method, BPM)[77~81]。

对于脉冲在光纤中传输的特殊情形,分步傅里叶法最早是在 1973 年开始应用的[35],由于它比大多数有限差分法见效快[46],已广泛用于研究光纤中的各种非线性效应[82~90]。虽然用此方法运算相对简捷,但需要小心选择 z 和 T 的步长,以保证所要求的精度[71]。最佳步长的选择依赖于问题的复杂程度,为此已提出了几条指导原则[91~94]。

不管什么时候应用分步傅里叶法,FFT 的使用总是强加了一些周期性的边界条件,这在实际情况下是可以接受的(如果模拟时选择的时间窗口比脉冲宽度大得多)。典型的时间窗口是脉冲宽度的 10~20 倍。在有些问题中,一部分脉冲能量可能迅速扩散,很难避免它到达窗口的边界。当到达窗口某一边的能量从窗口的另一边自动地再次进入时,这就可能导致数值不稳定。通常使用一种"吸收窗口",人为地吸收掉辐射到窗口边界上的能量,尽管这种方法并不能保持脉冲能量。一般来说,只要小心使用,分步傅里叶法就是一个很好的工具。分步傅里叶法的广义版本已有几个,它们保留了分步法的基本思想,但不是利用傅里叶级数展开,具体例子包括样条和小波[72]。

2.4.2 有限差分法

尽管分步傅里叶法通常用来分析光纤中的非线性效应,但当用 NLS 方程模拟波分复用(WDM)系统的性能时,耗时就会很大。在这样的系统中,时间分辨率应比 WDM 信号的全部带宽小得多。对于 100 个信道的 WDM 系统,带宽接近 10 THz,要求时间分辨率约为 10 fs;同时,时间窗口一般为 1~10 ns 宽,因此时域中的网格点超过 10^5,尽管每个 FFT 操作相当快,但由于大量 FFT 操作在一个大的阵列上进行,即使采用目前的计算机,完成这些计算也需要以小时(或天)来计。基于此原因,有限差分法继续受到关注。

已有几种不同的有限差分方案用于解 NLS 方程[52,61],其中比较常见的是克兰克-尼科尔森(Crank-Nicholson)格式及其变形、跳点(hopscotch)格式及其变形,以及蛙跳(leap-frog)格式。仔细比较有限差分法和分步傅里叶法后可以发现,后者仅在慢变场振幅下才有效[61]。然而,由于运算速度和精度在一定程度上取决于广义 NLS 方程中包含的非线性项的个数和形式,因此很难推荐一个特定的有限差分方案。在一定条件下,线性克兰克-尼科尔森方案比其他方案快 5 倍。

有限差分法还可以用于包含几个光学周期的超短脉冲的传输问题,对于这样的短脉冲而言,并非总能满足慢变包络近似。近几年,人们试图放宽对这个近似的要求,提出了许多新的数值计算方案[95~101],其中一些方案需要用有限差分法代替分步傅里叶法。用于解旁轴波动方程的有限差分法和分步傅里叶法一起得到并行发展,它们可以通过采用诸如兰乔斯(Lanczos)正交算法[96]和帕德(Padé)近似[101],延伸到超越旁轴近似的有效性。另外一些延伸包括可以处理双向光束传输的算法[100]。这些方法大部分是在有关平面波导中的光传输的研究中发展起来的,但它们都能适用于光纤中的脉冲传输问题。

在利用非线性薛定谔方程求解光纤中的脉冲传输问题时有几条固有的限制,前面已经提到过慢变包络近似,另一个则是完全忽略了后向传输波。如果在光纤内写入折射率光栅,由于布拉格衍射,一部分脉冲能量将被反射回去,这样的问题就需要同时考虑前向和后向传输波。其他的主要限制与忽略了电磁场的矢量特性有关,实质上完全忽略了偏振效应。正如在 1.2.4 节中看到的,光纤存在双折射,要包括双折射效应则需要考虑电场和磁场矢量的所有分量。

对于线性介质,用有限差分法直接在时域里求解麦克斯韦方程[方程(2.1.1)至方程(2.1.4)]的算法已经研究了多年[102~104],最近这些算法已被扩展到非线性介质中[105~109]。在 1992 年提出的一种方法[105]中,利用式(2.3.32)、式(2.3.38)及式(2.3.40)给出的喇曼响应函数形式,就可将非线性响应的延迟特性包括在内,该工作还通过单一共振频率将色散效应包括在内。在该方法的一个推广中,通过含三个谐振频率($m=3$)的塞尔迈耶尔公式(1.2.6)将色散效应包括在内[109]。从概念上讲,时域有限差分(finite-difference time-domain, FDTD)法和分步傅里叶法的主要差别是,前者在处理所有电磁分量时没有去除载频 ω_0,而在 2.3 节推导非线性薛定谔

方程时则与此相反。基于此原因,时域有限差分法适用于任意宽度的脉冲(短到单个光学周期)。

由于时域有限差分法用最小数目的近似直接求解麦克斯韦方程组,所以非常精确。可是,精度的提高仅仅是以计算量的极大增加为代价的。可以按如下方式理解:因为分辨光载波需要的时间步长必须比光学周期小得多,通常应小于 1 fs;沿光纤长度的步长同样需要比光波长小得多,如此小的步长迫使你将总的光纤长度限制在 1 m 以内。所以当超短脉冲宽度($T_0 < 10$ fs)与光学周期相当时,才有必要使用这种时域有限差分法[109]。在非线性光纤光学的大部分应用中,脉冲都比光学周期宽得多,方程(2.3.36)及其近似形式,如方程(2.3.45),都可以为基本的麦克斯韦方程组提供一个相当精确的解。

习题

2.1 利用麦克斯韦方程组,把光纤纤芯内的场分量 E_ρ,E_ϕ,H_ρ 和 H_ϕ 用 E_z 和 H_z 表示,为简单起见,忽略式(2.1.8)中的非线性极化项。

2.2 通过阶跃折射率光纤的纤芯–包层界面的边界条件,推导本征值方程(2.2.8),必要时可参阅文献[5~7]。

2.3 用本征值方程(2.2.8)推导光纤中的单模条件。

2.4 有一纤芯–包层相对折射率差 $\Delta = 0.005$ 的单模光纤,其截止波长为 1 μm,计算此光纤的纤芯半径,假设纤芯折射率为 1.45。

2.5 定义单模光纤的限制因子 Γ 为纤芯中的模功率占总模功率的比,利用式(2.2.14)给出的光纤基模的高斯近似推导 Γ 的表达式。

2.6 当习题 2.4 中的光纤用于传输 1.3 μm 光时,估算光斑尺寸的半极大全宽度(FWHM)。

2.7 由式(2.3.6)推导式(2.3.7),解释式(2.3.8)中的因子 3/4 的起源,并推导式(2.3.13)。

2.8 用微扰理论解方程(2.3.15),得到 ε_{NL} 为小量时传输常数 β 的一阶修正,并说明此修正可由式(2.3.20)给出。

2.9 运用式(2.3.26)的傅里叶变换,并结合方程(2.3.22)推导方程(2.3.28)。

2.10 当习题 2.4 中的光纤用于传输 1.3 μm 光波时,求其有效模场面积。

2.11 对式(2.3.40)给出的喇曼响应函数进行傅里叶变换,并绘出实部和虚部与频率的关系曲线,解释所得曲线的物理意义。

2.12 一光纤的喇曼增益谱近似为半极大全宽度(FWHM)为 5 THz 的洛伦兹线形,其增益峰位于距脉冲载频的 15 THz 处,试推导此光纤的喇曼响应函数的表达式。

2.13 使用 MATLAB 软件编程,利用分步傅里叶法求解非线性薛定谔方程(2.3.45)(见 2.4.1 节),假设入射脉冲为脉宽为10 ps 的高斯脉冲,在 $\alpha = 0.2$ dB/km,$\beta_2 = -20$ ps^2/km,$\gamma = 10$ W^{-1}/km 的 100 km 长光纤中传输。

2.14 将上题中的程序扩展,用来求解广义非线性薛定谔方程(2.3.43)。

参考文献

[1] P. Diament, *Wave Transmission and Fiber Optics* (Macmillan, New York, 1990), Chap. 3.
[2] Y. R. Shen, *Principles of Nonlinear Optics* (Wiley, New York, 1984), Chap. 1.
[3] M. Schubert and B. Wilhelmi, *Nonlinear Optics and Quantum Electronics* (Wiley, NewYork, 1986), Chap. 1.
[4] P. N. Butcher and D. N. Cotter, *The Elements of Nonlinear Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, UK,990), Chap. 2.
[5] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides* (Academic Press, San Diego, CA, 1991), Chap. 2.
[6] A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory* (Chapman and Hall, London, 1983), Chaps. 12–15.
[7] J. A. Buck, *Fundamentals of Optical Fibers*, 2nd ed. (Wiley, New York, 2004), Chap. 3.
[8] D. Marcuse, *J. Opt. Soc. Am.* **68**, 103 (1978).
[9] H. A. Haus, *Waves and Fields in Optoelectronics* (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1984), Chap. 10.

[10] P. M. Morse and H. Feshbach, *Methods of Theoretical Physics* (McGraw-Hill, New York, 1953), Chap. 9.
[11] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, *Opt. Lett.* **11**, 659 (1986).
[12] J. P. Gordon, *Opt. Lett.* **11**, 662 (1986).
[13] Y. Kodama and A. Hasegawa, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 510 (1987).
[14] E. A. Golovchenko, E. M. Dianov, A. N. Pilipetskii, A. M. Prokhorov, and V. N. Serkin, *Sov. Phys. JETP. Lett.* **45**, 91 (1987).
[15] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, and H. A. Haus, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1159 (1989).
[16] K. J. Blow and D. Wood, *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 2665 (1989).
[17] P. V. Mamyshev and S. V. Chernikov, *Opt. Lett.* **15**, 1076 (1990).
[18] S. V. Chernikov and P. V. Mamyshev, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 1633 (1991).
[19] P. V. Mamyshev and S. V. Chernikov, *Sov. Lightwave Commun.* **2**, 97 (1992).
[20] R. H. Stolen and W. J. Tomlinson, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 565 (1992).
[21] S. Blair and K. Wagner, *Opt. Quantum Electron.* **30**, 697 (1998).
[22] T. Brabec and F. Krausz, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3282 (1997).
[23] N. Karasawa, S. Nakamura, N. Nakagawa, M. Shibata, R. Morita, H. Shigekawa, and M. Yamashita, *IEEE J.Quantum Electron.* **37**, 398 (2001).
[24] A. Gaeta, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3582 (2000); *Opt. Lett.* **27**, 924 (2002).
[25] G. Chang, T. B. Norris, and H. G. Winful, *Opt. Lett.* **28**, 546 (2003).
[26] B. Kibler, J. M. Dudley, and S. Coen, *Appl. Phys. B* **81**, 337 (2005).
[27] Q. Lin and G. P. Agrawal, *Proc. Conf. Lasers & Electro-Optics* (Optical Society of America, Washington, DC, 2006), Paper CMW5.
[28] F. DeMartini, C. H. Townes, T. K. Gustafson, and P. L. Kelley, *Phys. Rev.* **164**, 312 (1967).
[29] N. Tzoar and M. Jain, *Phys. Rev. A* **23**, 1266 (1981).
[30] D. Anderson and M. Lisak, *Phys. Rev. A* **27**, 1393 (1983).
[31] G. Yang and Y. R. Shen, *Opt. Lett.* **9**, 510 (1984).
[32] E. Bourkoff, W. Zhao, R. I. Joseph, and D. N. Christodoulides, *Opt. Lett.* **12**, 272 (1987).
[33] A. K. Atieh, P. Myslinski, J. Chrostowski, and P. Galko, *J. Lightwave Technol.* **17**, 216 (1999).
[34] V. E. Zakharov and A. B. Shabat, *Sov. Phys. JETP* **34**, 62 (1972).
[35] A. Hasegawa and F. Tappert, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 142 (1973).
[36] R. K. Dodd, J. C. Eilbeck, J. D. Gibbon and H. C. Morris, *Solitons and Nonlinear Wave Equations* (Academic Press, New York, 1984).
[37] M. J. Ablowitz, *Nonlinear Evolution Equations and Inverse Scattering* (Cambridge University Press, New York, 1991).
[38] G. L. Lamb, Jr., *Elements of Soliton Theory* (Dover, New York, 1994).
[39] Y. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals* (Academic Press, Boston, 2003).
[40] N. Akhmediev and A. Ankiewicz, Eds., *Dissipative Solitons* (Springer, New York, 2005).
[41] L. F. Mollenauer and J. P. Gordon, *Solitons in Optical Fibers: Fundamental and Applications* (Academic Press, Boston, 2006).
[42] G. D. Peng, Z. Xiong, and P. L. Chu, *Opt. Fiber Technol.* **5**, 242 (1999).
[43] B. J. Inslie, H. P. Girdlestone, D. Cotter, *Electron. Lett.* **23**, 405 (1987).
[44] V. I. Karpman and E. M. Krushkal, *Sov. Phys. JETP* **28**, 277 (1969).
[45] N. Yajima and A. Outi, *Prog. Theor. Phys.* **45**, 1997 (1971).
[46] R. H. Hardin and F. D. Tappert, *SIAM Rev. Chronicle* **15**, 423 (1973).
[47] R. A. Fisher and W. K. Bischel, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 661 (1973); *J. Appl. Phys.* **46**, 4921 (1975).
[48] M. J. Ablowitz and J. F. Ladik, *Stud. Appl. Math.* **55**, 213 (1976).
[49] I. S. Greig and J. L. Morris, *J. Comput. Phys.* **20**, 60 (1976).
[50] B. Fornberg and G. B. Whitham, *Phil. Trans. Roy. Soc.* **289**, 373 (1978).
[51] M. Delfour, M. Fortin, and G. Payre, *J. Comput. Phys.* **44**, 277 (1981).
[52] T. R. Taha and M. J. Ablowitz, *J. Comput. Phys.* **55**, 203 (1984).
[53] D. Pathria and J. L. Morris, *J. Comput. Phys.* **87**, 108 (1990).

[54] L. R. Watkins and Y. R. Zhou, *J. Lightwave Technol.* **12**, 1536 (1994).
[55] M. S. Ismail, *Int. J. Comput. Math.* **62**, 101 (1996).
[56] K. V. Peddanarappagari and M. Brandt-Pearce, *J. Lightwave Technol.* **15**, 2232 (1997); *J. Lightwave Technol.* **16**, 2046 (1998).
[57] E. H. Twizell, A. G. Bratsos, and J. C. Newby, *Math. Comput. Simul.* **43**, 67 (1997).
[58] W. P. Zeng, *J. Comput. Math.* **17**, 133 (1999).
[59] I. Daq, *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* **174**, 247 (1999).
[60] A. G. Shagalov, *Int. J. Mod. Phys. C* **10**, 967 (1999).
[61] Q. S. Chang, E. H. Jia, and W. Sun, *J. Comput. Phys.* **148**, 397 (1999).
[62] W. Z. Dai and R. Nassar, *J. Comput. Math.* **18**, 123 (2000).
[63] S. R. K. Iyengar, G. Jayaraman, and V. Balasubramanian, *Comput. Math. Appl.* **40**, 1375 (2000).
[64] Q. Sheng, A. Q. M. Khaliq, and E. A. Al-Said, *J. Comput. Phys.* **166**, 400 (2001).
[65] J. B. Chen, M. Z. Qin, and Y. F. Tang, *Comput. Math. Appl.* **43**, 1095 (2002).
[66] J. I. Ramos, *Appl. Math. Comput.* **133**, 1 (2002).
[67] X. M. Liu and B. Lee, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 1549 (2003).
[68] W. T. Ang and K. C. Ang, *Num. Methods Partial Diff. Eqs.* **20**, 843 (2004).
[69] M. Premaratne, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 1304 (2004).
[70] G. M. Muslu and H. A. Erbay, *Math. Comput. Simulation* **67**, 581 (2005).
[71] O. V. Sinkin, R. Holzlöhner, J. Zweck, and C. R. Menyuk, *J. Lightwave Technol.* **21**, 61 (2003).
[72] T. Kremp and W. Freude, *J. Lightwave Technol.* **23**, 1491 (2005).
[73] J. W. Cooley and J. W. Tukey, *Math. Comput.* **19**, 297 (1965).
[74] G. H. Weiss and A. A. Maradudin, *J. Math. Phys.* **3**, 771 (1962).
[75] J. A. Fleck, J. R. Morris, and M. D. Feit, *Appl. Phys.* **10**, 129 (1976).
[76] M. Lax, J. H. Batteh, and G. P. Agrawal, *J. Appl. Phys.* **52**, 109 (1981).
[77] M. D. Feit and J. A. Fleck, *Appl. Opt.* **17**, 3990 (1978); *Appl. Opt.* **18**, 2843 (1979).
[78] G. P. Agrawal, *J. Appl. Phys.* **56**, 3100 (1984); *J. Lightwave Technol.* **2**, 537 (1984).
[79] M. Lax, G. P. Agrawal, M. Belic, B. J. Coffey, and W. H. Louisell, *J. Opt. Soc. Am. A* **2**,732 (1985).
[80] B. Hermansson, D. Yevick, and P. Danielsen, *IEEE J. Quantum Electron.* **19**, 1246 (1983).
[81] L. Thylen, E. M. Wright, G. I. Stegeman, C. T. Seaton, and J. V. Moloney, *Opt. Lett.* **11**, 739 (1986).
[82] G. P. Agrawal and M. J. Potasek, *Phys. Rev. A* **33**, 1765 (1986).
[83] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, Y. C. Lee, and H. H. Chen, *Opt. Lett.* **11**, 464 (1986).
[84] G. P. Agrawal, *Phys. Rev. A* **44**, 7493 (1991).
[85] M. Margalit and M. Orenstein, *Opt. Commun.* **124**, 475 (1996).
[86] J. R. Costa, C. R. Paiva, and A. M. Barbosa, *IEEE J. Quantum Electron.* **37**, 145 (2001).
[87] B. R. Washburn, S. E. Ralph, and R. S. Windeler, *Opt. Express* **10**, 575 (2002).
[88] J. M. Dudley and S. Coen, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **8**, 651 (2002).
[89] G. Genty, M. Lehtonen, H. Ludvigsen, J. Broeng, and M. Kaivola, *Opt. Express* **10**, 1083 (2002).
[90] T. Hori, N. Nishizawa, T. Goto, and M. Yoshida, *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 1969 (2004).
[91] J. Van Roey, J. van der Donk, and P. E. Lagasse, *J. Opt. Soc. Am.* **71**, 803 (1981).
[92] L. Thylen, *Opt. Quantum Electron.* **15**, 433 (1983).
[93] J. Saijonmaa and D. Yevick, *J. Opt. Soc. Am.* **73**, 1785 (1983).
[94] D. Yevick and B. Hermansson, *J. Appl. Phys.* **59**, 1769 (1986); *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 221 (1989).
[95] D. Yevick and B. Hermansson, *IEEE J. Quantum Electron.* **26**, 109 (1990).
[96] R. Ratowsky and J. A. Fleck, *Opt. Lett.* **16**, 787 (1991).
[97] J. Gerdes and R. Pregla, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 389 (1991).
[98] G. R. Hadley, *Opt. Lett.* **16**, 624 (1991); *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 363 (1992).
[99] G. R. Hadley, *Opt. Lett.* **17**, 1426 (1992); *Opt. Lett.* **17**, 1743 (1992).

[100] P. Kaczmarski and P. E. Lagasse, *Electron. Lett.* **24**, 675 (1988).
[101] Y. Chung and N. Dagli, *IEEE J. Quantum Electron.* **26**, 1335 (1990); *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 2296 (1991).
[102] K. S. Yee, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **14**, 302 (1966).
[103] C. F. Lee, R. T. Shin, and J. A. Kong, in *Progress in Electromagnetic Research*, J. A. Kong, Ed. (Elsevier, New York, 1991), Chap. 11.
[104] A. Taflove, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* (Artech House, Boston, 2000).
[105] P. M. Goorjian, A. Taflove, R. M. Joseph, and S. C. Hagness, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 2416 (1992).
[106] R. M. Joseph, P. M. Goorjian, and A. Taflove, *Opt. Lett.* **17**, 491 (1993).
[107] R. W. Ziolkowski and J. B. Judkins, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 186 (1993).
[108] P. M. Goorjian and Y. Silberberg, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 3523 (1997).
[109] S. Nakamura, N. Takasawa, and Y. Koyamada, *J. Lightwave Technol.* **23**, 855 (2005).

第 3 章　群速度色散

上一章表明，通过解脉冲传输方程可以研究 GVD 和 SPM 的联合作用对光纤中传输脉冲的影响。在考虑一般情况以前，先考虑 GVD 效应单独对沿光纤传输的脉冲演化的影响。本章通过把光纤处理成线性介质来讨论脉冲传输问题。

3.1 节　通过引入与 GVD 和 SPM 有关的两个长度尺度，讨论 GVD 效应相对非线性效应起主要作用的条件。

3.2 节　对几种不同的输入脉冲形状，包括高斯形和双曲正割形，讨论色散感应脉冲展宽，并讨论初始频率啁啾的影响。

3.3 节　讨论三阶色散效应对脉冲展宽的影响，同时给出能预见任意形状脉冲的色散感应展宽的解析理论。

3.4 节　讨论 GVD 效应如何限制光通信系统的性能，并如何在实际中利用色散管理克服这些影响。

3.1　不同的传输区

2.3 节重点讨论了描述光脉冲在单模光纤内传输的非线性薛定谔(NLS)方程。对脉宽大于 5 ps 的脉冲，可由方程(2.3.45)描述，

$$i\frac{\partial A}{\partial z}=-\frac{i\alpha}{2}A+\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial T^2}-\gamma|A|^2A \tag{3.1.1}$$

式中，A 为脉冲包络的慢变振幅，T 是随脉冲以群速度移动的参考系中的时间量度($T=t-z/v_g$)。方程(3.1.1)右边的三项分别描述了光脉冲在光纤中传输时的光纤损耗、色散效应和非线性效应。是色散还是非线性效应对脉冲在光纤中的演化起主要作用，取决于入射脉冲的初始宽度 T_0 和峰值功率 P_0。在此引入两个称为色散长度(dispersion length) L_D 和非线性长度(nonlinear length) L_{NL} 的长度尺度[1~3]。根据 L_D、L_{NL} 和光纤长度 L 的相对大小，脉冲演化过程可能有很大的不同。

引入一个对初始输入脉宽 T_0 归一化的时间尺度

$$\tau=\frac{T}{T_0}=\frac{t-z/v_g}{T_0} \tag{3.1.2}$$

同时，利用下面的定义引入归一化振幅 U：

$$A(z,\tau)=\sqrt{P_0}\exp(-\alpha z/2)U(z,\tau) \tag{3.1.3}$$

式中，P_0 为入射脉冲的峰值功率，指数因子代表光纤的损耗。利用式(3.1.1)到式(3.1.3)，发现 $U(z,\tau)$ 满足方程

$$i\frac{\partial U}{\partial z}=\frac{\operatorname{sgn}(\beta_2)}{2L_D}\frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2}-\frac{\exp(-\alpha z)}{L_{NL}}|U|^2U \tag{3.1.4}$$

式中，$\operatorname{sgn}(\beta_2)=\pm1$，具体正负由 GVD 参量 β_2 的符号确定，且

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \qquad L_{\rm NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \tag{3.1.5}$$

色散长度 L_D 和非线性长度 $L_{\rm NL}$ 为脉冲演化过程中色散和非线性效应哪个更重要提供了一个长度尺度。根据 L、L_D 及 $L_{\rm NL}$ 之间的相对大小,传输行为可分为以下四类。

当光纤长度 $L \ll L_D$ 且 $L \ll L_{\rm NL}$ 时,色散和非线性效应都不起重要作用,这一点可以通过方程(3.1.4)右边两项在这种情况下可被忽略看出(这里假定脉冲有平滑的时域分布,因而 $\partial^2 U/\partial \tau^2$ 约为 1)。结果,$U(z,\tau) = U(0,\tau)$,即脉冲在传输过程中保持其形状不变。在这个区域,除了由于吸收引起的脉冲能量的降低外,光纤仅仅起到光脉冲传输通道的作用,对脉冲传输没有其他重要的影响,因而此区域对光通信系统是有用的。由于在光纤通信系统中 L 的典型值约为 50 km,如果脉冲无畸变传输,则 L_D 和 $L_{\rm NL}$ 应大于 500 km。根据给定的光纤参量 β_2 和 γ 的值,由式(3.1.5)可大致估算出 T_0 和 P_0 的值。对于标准通信光纤,在 $\lambda = 1.55\ \mu$m 处,$|\beta_2| \approx 20\ {\rm ps^2/km}$,$\gamma \approx 2\ {\rm W^{-1}km^{-1}}$,把这些值代入式(3.1.5)可以得到,若 $T_0 > 100$ ps 且 $P_0 < 1$ mW,则对于 $L < 50$ km,色散和非线性效应均可忽略。然而,当入射脉冲变短变强时,L_D 和 $L_{\rm NL}$ 将变小。例如,对于 $T_0 \approx 1$ ps,$P_0 \approx 1$ W,L_D 和 $L_{\rm NL}$ 均为 0.1 km 左右。对于这样的光脉冲,若光纤长度超过 10 m,则必须同时考虑色散和非线性效应。

当光纤长度 $L \ll L_{\rm NL}$,而 $L \approx L_D$ 时,方程(3.1.4)中的最后一项与其他两项相比可以忽略。在脉冲演化过程中 GVD 起主要作用,非线性效应相对较弱。GVD 效应对光脉冲传输的影响将在本章后面讨论。当光纤和脉冲参量满足如下关系时适用于以色散为主的区域:

$$\frac{L_D}{L_{\rm NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \ll 1 \tag{3.1.6}$$

粗略估计,若使用 $\lambda = 1.55\ \mu$m 处光纤参量 γ 和 $|\beta_2|$ 的典型值,对于 1 ps 脉冲,应有 $P_0 \ll 1$ W。

当光纤长度 $L \ll L_D$,但 $L \approx L_{\rm NL}$ 时,方程(3.1.4)的色散项与非线性项相比可忽略(只要脉冲有平滑的时域分布,使 $\partial^2 U/\partial \tau^2 \approx 1$)。在这种情况下,SPM 对光脉冲的演化起主要作用,它将导致脉冲频谱的变化,此现象将在第 4 章中讨论。当

$$\frac{L_D}{L_{\rm NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \gg 1 \tag{3.1.7}$$

时,适用于非线性为主的区域。此条件对于脉宽相对较大($T_0 > 100$ ps)和峰值功率 P_0 约为 1 W 的脉冲容易满足。注意,在较弱的 GVD 效应下,SPM 能导致脉冲整形。若脉冲前沿或后沿变陡,即使一开始满足式(3.1.7)的条件,色散项也会变得很重要。

当光纤长度 $L \geqslant L_D$,$L \geqslant L_{\rm NL}$ 时,色散和非线性效应将共同对脉冲在光纤中的传输起作用。GVD 和 SPM 效应的互作用与 GVD 或 SPM 单独起作用时相比,有不同的表现:在反常色散区($\beta_2 < 0$),光纤能支持光孤子;在正常色散区($\beta_2 > 0$),GVD 和 SPM 可用于脉冲压缩。当 GVD 和 SPM 效应都较重要时,方程(3.1.4)对理解光纤中脉冲的演化是很有帮助的,然而本章的重点是线性区域,下面的讨论也是针对参量值满足式(3.1.6)的脉冲。

3.2 色散感应的脉冲展宽

本节将通过令方程(3.1.1)中的 $\gamma = 0$,来考虑光脉冲在线性色散介质中传输时的 GVD 效应[4~17]。如果根据式(3.1.3)定义归一化振幅 $U(z,T)$,则 $U(z,T)$ 满足如下线性偏微分方程:

$$i\frac{\partial U}{\partial z}=\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial T^2} \tag{3.2.1}$$

此方程类似于描述连续光衍射的旁轴波动方程,并且当衍射仅在某个横向产生且 β_2 由 $-\lambda/(2\pi)$ 代替时,这两个方程相同,其中 λ 是光波长。因此,色散感应的时间效应与衍射感应的空间效应很相似[2]。

方程(3.2.1)很容易利用傅里叶变换法求解。若 $\tilde{U}(z,\omega)$是如下 $U(z,T)$的傅里叶变换

$$U(z,T)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{U}(z,\omega)\exp(-i\omega T)\,\mathrm{d}\omega \tag{3.2.2}$$

则它满足常微分方程

$$i\frac{\partial \tilde{U}}{\partial z}=-\tfrac{1}{2}\beta_2\omega^2\tilde{U} \tag{3.2.3}$$

其解为

$$\tilde{U}(z,\omega)=\tilde{U}(0,\omega)\exp\left(\frac{i}{2}\beta_2\omega^2 z\right) \tag{3.2.4}$$

式(3.2.4)表明,GVD 改变了脉冲每个频谱分量的相位,且其改变量取决于频率和传输距离。尽管这种相位变化不会影响脉冲频谱,但却能改变脉冲形状。把式(3.2.4)代入式(3.2.2),就可以得到方程(3.2.1)的通解为

$$U(z,T)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{U}(0,\omega)\exp\left(\frac{i}{2}\beta_2\omega^2 z-i\omega T\right)\mathrm{d}\omega \tag{3.2.5}$$

式中,$\tilde{U}(0,\omega)$是入射光场在 $z=0$ 处的傅里叶变换,

$$\tilde{U}(0,\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}U(0,T)\exp(i\omega T)\,\mathrm{d}T \tag{3.2.6}$$

式(3.2.5)和式(3.2.6)适用于任意形状的输入脉冲。

3.2.1 高斯脉冲

作为一个简单的例子,考虑入射光场具有以下形式的高斯脉冲的情形[8]:

$$U(0,T)=\exp\left(-\frac{T^2}{2T_0^2}\right) \tag{3.2.7}$$

式中,T_0 是 3.1 节中引入的脉冲半宽度(在峰值强度的 1/e 处)。实际上,习惯用半极大全宽度(full width at half maximum, FWHM)来代替 T_0。对于高斯脉冲,它们之间的关系为

$$T_{\mathrm{FWHM}}=2(\ln 2)^{1/2}T_0\approx 1.665T_0 \tag{3.2.8}$$

利用式(3.2.5)至式(3.2.7),并对 ω 积分,同时利用著名的恒等式[18]

$$\int_{-\infty}^{\infty}\exp(-ax^2+bx)\,\mathrm{d}x=\sqrt{\frac{\pi}{a}}\exp\left(-\frac{b^2}{4a}\right) \tag{3.2.9}$$

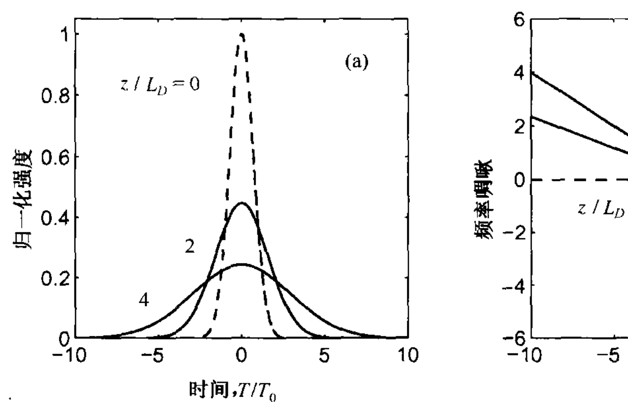
可得到沿光纤长度方向任一点 z 处的振幅为

$$U(z,T)=\frac{T_0}{(T_0^2-i\beta_2 z)^{1/2}}\exp\left[-\frac{T^2}{2(T_0^2-i\beta_2 z)}\right] \tag{3.2.10}$$

这样,高斯脉冲在传输过程中其形状保持不变,但宽度 T_1 随 z 增加,变为

$$T_1(z) = T_0[1+(z/L_D)^2]^{1/2} \tag{3.2.11}$$

式中，色散长度 $L_D = T_0^2/|\beta_2|$。该式表明 GVD 展宽了高斯脉冲，其展宽程度取决于色散长度 L_D。对于给定的光纤长度，由于短脉冲有较小的色散长度 L_D，因而其展宽程度较大。在 $z = L_D$ 处，高斯脉冲被展宽$\sqrt{2}$倍。图 3.1(a)通过绘出 $z/L_D = 2,4$ 时的 $|U(z,T)|^2$ 曲线，表明了由色散感应的高斯脉冲的展宽程度。



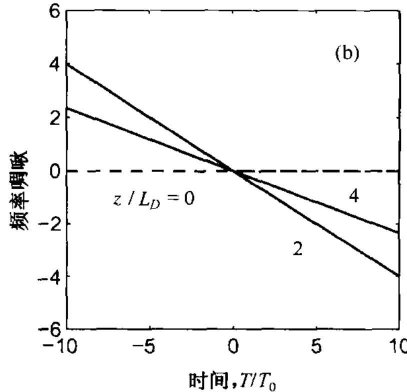


图 3.1　光纤内 $z = 2L_D$ 和 $z = 4L_D$ 处高斯脉冲的(a) 归一化强度 $|U|^2$ 和(b) 归一化频率啁啾 $\delta\omega T_0$ 随 T/T_0 的变化关系，虚线表示 $z = 0$处的输入脉冲

比较式(3.2.7)和式(3.2.10)可以看出，尽管入射脉冲是不带啁啾的(无相位调制)，但经光纤传输后变成了啁啾脉冲，这一点通过把 $U(z,T)$写成如下形式就能清楚地看出：

$$U(z,T) = |U(z,T)|\exp[i\phi(z,T)] \tag{3.2.12}$$

式中

$$\phi(z,T) = -\frac{\operatorname{sgn}(\beta_2)(z/L_D)}{1+(z/L_D)^2}\frac{T^2}{2T_0^2} + \frac{1}{2}\arctan\left(\frac{z}{L_D}\right) \tag{3.2.13}$$

在任意距离 z 处，相位沿脉冲是按照二次曲线变化的，而且和脉冲是通过光纤的正常色散区还是反常色散区有关。

相位$\phi(z,T)$的时间相关性意味着脉冲从中心频率 ω_0 到两侧有不同的瞬时频率，频率差 $\delta\omega$ 恰好是时间导数 $-\partial\phi/\partial T$，并由下式给出：

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi}{\partial T} = \frac{\operatorname{sgn}(\beta_2)(z/L_D)}{1+(z/L_D)^2}\frac{T}{T_0^2} \tag{3.2.14}$$

式中，负号是由于在式(2.3.2)中选择了 $\exp(-i\omega_0 t)$。式(3.2.14)表明，频率沿脉冲是线性变化的，也就是说，光纤施加给脉冲一个线性频率啁啾。啁啾 $\delta\omega$ 和β_2 的符号有关。在正常色散区($\beta_2 > 0$)，脉冲前沿($T < 0$)的 $\delta\omega$ 为负且沿脉冲线性增大，而在反常色散区($\beta_2 < 0$)则正好相反，这种变化规律如图 3.1(b)所示。另外，由图 3.1(b)还可以看出，群速度色散施加于高斯脉冲的频率啁啾的确是线性变化的。

1.3 节提到，由于 GVD 效应，脉冲的不同频谱分量在光纤内以略微不同的速度传输，这样色散感应脉冲展宽就很好理解了。尤其是，在正常色散区($\beta_2 > 0$)红光分量比蓝光分量传输得快，而在反常色散区($\beta_2 < 0$)则正好相反。仅当所有频谱分量同时到达时，脉冲宽度才能保持不变。不同频谱分量在到达时间上的任何延迟都将导致脉冲展宽。

3.2.2 啁啾高斯脉冲

对于无初始啁啾的高斯脉冲,式(3.2.11)表明,色散感应脉冲展宽并不依赖于 GVD 参量 β_2 的符号。这样,对于一给定的色散长度 L_D,无论在光纤的正常色散区还是反常色散区,脉冲有相同的展宽量。但若高斯脉冲带有初始频率啁啾,则这一结果就会发生变化[9]。对于线性啁啾高斯脉冲情形,入射场可写为[与式(3.2.7)对比]

$$U(0,T)=\exp\left[-\frac{(1+iC)}{2}\frac{T^2}{T_0^2}\right] \tag{3.2.15}$$

式中,C 为啁啾参量。通过式(3.2.12)可以发现,对于 $C>0$,从前沿到后沿瞬时频率线性增加(上啁啾);对于 $C<0$,则正好相反(下啁啾)。根据 C 的正或负,通常称之为正啁啾或负啁啾。

C 的数值可通过高斯脉冲的谱宽来估算。把式(3.2.15)代入式(3.2.6)并利用式(3.2.9),可得到 $\tilde{U}(0,\omega)$ 的表达式为

$$\tilde{U}(0,\omega)=\left(\frac{2\pi T_0^2}{1+iC}\right)^{1/2}\exp\left[-\frac{\omega^2T_0^2}{2(1+iC)}\right] \tag{3.2.16}$$

由式(3.2.16)可得出频谱的半宽度(峰值强度的 1/e 处)为

$$\Delta\omega=(1+C^2)^{1/2}/T_0 \tag{3.2.17}$$

在无啁啾的情况下($C=0$),谱宽是傅里叶变换极限的,并满足关系 $\Delta\omega T_0=1$;显然,在有线性啁啾的情况下,谱宽增大了 $(1+C^2)^{1/2}$ 倍。通过测量 $\Delta\omega$ 和 T_0,可由式(3.2.17)得到 $|C|$。

为得到透射场,把式(3.2.16)中的 $\tilde{U}(0,\omega)$ 代入式(3.2.5),由式(3.2.9)经解析积分可得结果为

$$U(z,T)=\frac{T_0}{[T_0^2-i\beta_2z(1+iC)]^{1/2}}\exp\left(-\frac{(1+iC)T^2}{2[T_0^2-i\beta_2z(1+iC)]}\right) \tag{3.2.18}$$

这样,甚至啁啾高斯脉冲在传输过程中其形状仍保持为高斯形。在传输 z 距离后,其脉宽 T_1 与初始脉宽 T_0 的关系为[9]

$$\frac{T_1}{T_0}=\left[\left(1+\frac{C\beta_2z}{T_0^2}\right)^2+\left(\frac{\beta_2z}{T_0^2}\right)^2\right]^{1/2} \tag{3.2.19}$$

脉冲啁啾参量也从 C 变到 C_1,于是有

$$C_1(z)=C+(1+C^2)(\beta_2z/T_0^2) \tag{3.2.20}$$

定义归一化传输距离 $\xi=z/L_D$ 是有意义的,其中 $L_D\equiv T_0^2/|\beta_2|$ 是前面引入的色散长度。图 3.2(b)给出了脉冲展宽因子 T_1/T_0 和啁啾参量 C_1 在光纤反常色散区($\beta_2<0$)随 ξ 的变化关系。一方面无啁啾($C=0$)脉冲以因子 $(1+\xi^2)^{1/2}$ 单调展宽并演化为负啁啾($C_1=-\xi$);另一方面,啁啾高斯脉冲可能被展宽,也可能被压缩,这取决于 β_2 和 C 是同号还是反号。当 $\beta_2C>0$ 时,啁啾高斯脉冲被单调展宽,而且展宽速度比无啁啾高斯脉冲的快,原因在于色散感应的频率啁啾和输入啁啾同号,从而使总的啁啾量变大。

而当 $\beta_2C<0$ 时,色散感应的频率啁啾和输入啁啾符号相反。如图 3.2(b)和式(3.2.20)所示的,C_1 在距离 $\xi=|C|/(1+C^2)$ 处变为零,脉冲变成无啁啾的,这就是图 3.2(a)所示的脉宽在开始时减小并在 $\xi=|C|/(1+C^2)$ 处达到最小值的原因。脉宽的最小值取决于输入啁啾参量,其大小为

$$T_1^{\min} = \frac{T_0}{(1+C^2)^{1/2}} \tag{3.2.21}$$

既然脉冲达到最小宽度时 $C_1 = 0$，故此时脉冲是变换极限的，因而 $\Delta\omega_0 T_1^{\min} = 1$，其中 $\Delta\omega_0$ 是输入脉冲的谱宽。

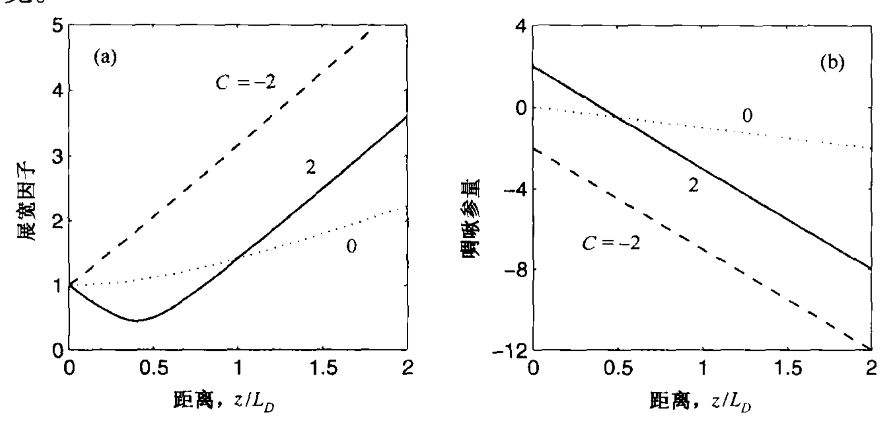


图3.2 啁啾高斯脉冲在光纤反常色散区传输时，(a) 展宽因子和(b) 啁啾参量随传输距离的变化，虚线对应无啁啾高斯脉冲。对于正常色散($\beta_2 > 0$)，改变啁啾参量C的符号可得同样的结果

3.2.3 双曲正割脉冲

尽管许多激光器发射的脉冲都近似为高斯形，但通常还需要考虑其他脉冲形状，其中最有意义的是双曲正割脉冲，它与光孤子有固有的联系。一些锁模激光器发射的脉冲也是双曲正割形，这种脉冲的光场形式为

$$U(0,T) = \operatorname{sech}\left(\frac{T}{T_0}\right)\exp\left(-\frac{iCT^2}{2T_0^2}\right) \tag{3.2.22}$$

式中，啁啾参量 C 决定着脉冲的初始啁啾，它与式(3.2.15)中的 C 类似。

利用式(3.2.5)、式(3.2.6)和式(3.2.22)就可以得到透射场 $U(z,T)$。然而，对于非高斯脉冲，式(3.2.5)中的积分很难得到解析结果。图3.3给出了对于无初始啁啾脉冲($C=0$)透射脉冲的强度[见图3.3(a)]和啁啾曲线[见图3.3(b)]的数值计算结果，图中的两条实线分别对应 $z=2L_D$ 及 $z=4L_D$ 的脉冲形状或频率啁啾，虚线表示 $z=0$ 处的脉冲形状或频率啁啾。比较图3.1和图3.3可以看出，对于高斯脉冲和双曲正割脉冲，色散感应脉冲展宽的定性特征近似一致。二者的主要区别是，对于双曲正割脉冲而言，色散感应的频率啁啾沿脉冲不再是纯粹线性变化的。值得注意的是，式(3.2.22)中的 T_0 并不是半极大全宽度(FWHM)，二者的关系为

$$T_{\text{FWHM}} = 2\ln(1+\sqrt{2})T_0 \approx 1.763\,T_0 \tag{3.2.23}$$

若以 T_{FWHM} 为基准进行比较，则需用到关系式(3.2.23)。对于高斯脉冲来说，这样的关系式已由式(3.2.8)给出。

3.2.4 超高斯脉冲

至此，已经讨论了有较宽前后沿的脉冲形状。正如所预期的那样，色散感应展宽对脉冲沿的陡度是很敏感的。通常，有较陡前后沿的脉冲在传输过程中更容易展宽，因为这样的脉冲一开始就有较宽的谱宽。由直接调制的半导体激光器发射的脉冲就属于这一类，通常，它不能近似为高斯脉冲。超高斯形状可用来模拟较陡的前后沿在色散感应脉冲展宽中的作用。对于超



高斯脉冲,式(3.2.15)可推广成下面的形式[16]:

$$U(0,T)=\exp\left[-\frac{1+iC}{2}\left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m}\right] \tag{3.2.24}$$

式中,参量 m 决定了脉冲前后沿的陡度。对于 $m=1$,就是啁啾高斯脉冲情形。对于较大的 m 值,就变成有更陡的前后沿的方形脉冲。如果上升时间 T_r 定义为从其峰值的 10% 上升到 90% 的这段时间,则 T_r 与参量 m 的关系为

$$T_r=(\ln 9)\frac{T_0}{2m}\approx\frac{T_0}{m} \tag{3.2.25}$$

这样,参量 m 可通过测量 T_r 和 T_0 来确定。

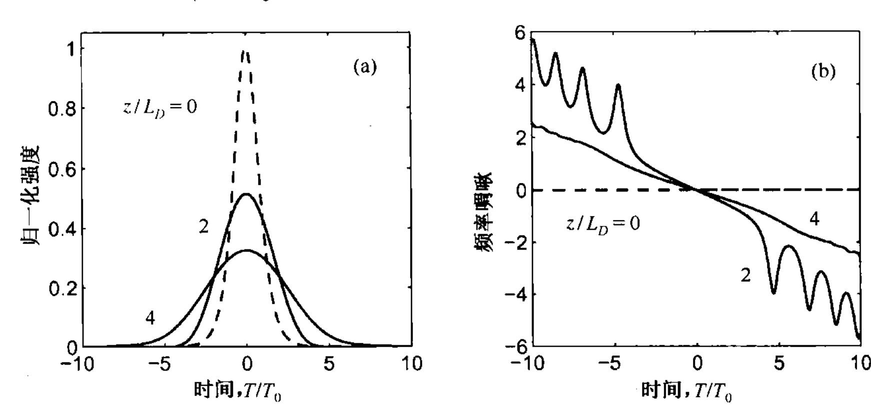


图 3.3 光纤内 $z=2L_D$ 和 $z=4L_D$ 处双曲正割脉冲的(a)归一化强度 $|U|^2$ 和(b)归一化频率啁啾 $\delta\omega T_0$ 随 T/T_0 的变化关系,虚线表示 $z=0$ 处的输入脉冲

图 3.4 给出了 $m=3$ 时的无初始啁啾($C=0$)超高斯脉冲在 $z=2L_D$ 和 $z=4L_D$ 处的脉冲形状和频率啁啾,其中用虚线表示 $z=0$ 处的输入脉冲波形和啁啾。把它与图 3.1 所示的高斯脉冲($m=1$)相比较可知,两者之间的不同归因于超高斯脉冲有较陡的前后沿。尽管高斯脉冲在传输过程中保持其形状不变,但超高斯脉冲不仅展宽得更快且其形状也发生了畸变,啁啾曲线也远非线性的,并表现出高频振荡。超高斯脉冲更大的展宽可以通过其较高斯脉冲有更陡的前后沿,因而有更宽的谱宽来理解。因为 GVD 引起的每个频谱分量的延迟和它与中心频率 ω_0 的间隔有直接关系,所以更宽的频谱导致更快的脉冲展宽。

对于像图 3.4 中那些复杂的脉冲形状,FWHM 并不是脉冲宽度的真实量度。这种脉冲的脉宽由均方根宽度(root-mean-square, RMS)来更精确地描述,均方根宽度 σ 定义为[8]

$$\sigma=[\langle T^2\rangle-\langle T\rangle^2]^{1/2} \tag{3.2.26}$$

式中

$$\langle T^n\rangle=\frac{\int_{-\infty}^{\infty}T^n|U(z,T)|^2\,\mathrm{d}T}{\int_{-\infty}^{\infty}|U(z,T)|^2\,\mathrm{d}T} \tag{3.2.27}$$

角括号表示在强度曲线上取平均。在一些特殊情况下,矩 $\langle T\rangle$ 和 $\langle T^2\rangle$ 可以解析求出。特别是对于超高斯脉冲,利用式(3.2.5)和式(3.2.24)至式(3.2.27),可以得到展宽因子 σ/σ_0 的解析表达式为[17]

$$\frac{\sigma}{\sigma_0}=\left[1+\frac{\Gamma(1/2m)}{\Gamma(3/2m)}\frac{C\beta_2 z}{T_0^2}+m^2(1+C^2)\frac{\Gamma(2-1/2m)}{\Gamma(3/2m)}\left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2}\right)^2\right]^{1/2} \tag{3.2.28}$$

式中,$\Gamma(x)$ 是伽马函数。对于高斯脉冲($m=1$),展宽因子可简化成由式(3.2.19)给出的形式。

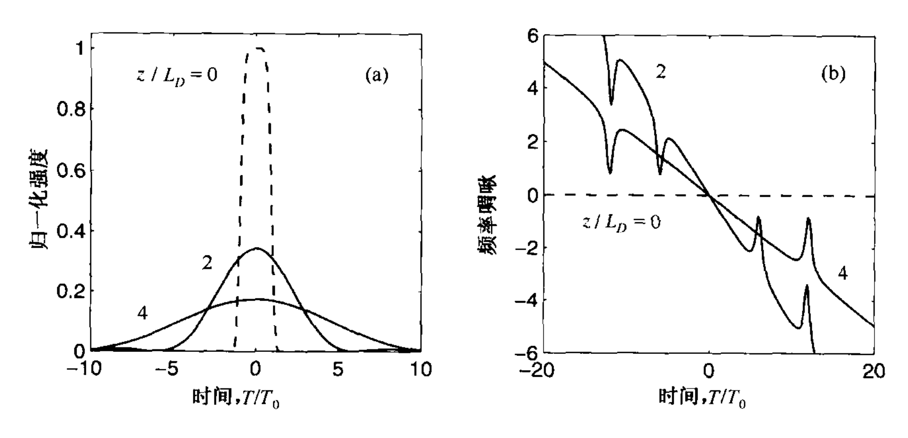


图 3.4 光纤内 $z=2L_D$ 和 $z=4L_D$ 处超高斯脉冲的(a) 归一化强度 $|U|^2$ 和(b) 归一化频率啁啾 $\delta\omega T_0$ 随 T/T_0 的变化关系,虚线表示 $z=0$ 处的输入脉冲

为弄清楚脉冲展宽和脉冲沿陡度的关系,图 3.5 给出了超高斯脉冲的展宽因子 σ/σ_0 随传输距离的变化关系,图中 3 条曲线分别对应于 $m=1,2,4$。$m=1$ 对应于高斯脉冲,m 越大则脉冲沿越陡。从式(3.2.25)可以看到上升时间反比于 m,显然具有更短上升时间的脉冲展宽得更快。图 3.5 中的曲线是在脉冲有初始啁啾且 $C=5$ 的情况下画出的。在脉冲有初始啁啾的情况下,脉冲展宽程度依赖于 $\beta_2 C$ 的符号,其定性行为类似于图 3.2 所示的高斯脉冲($m=1$)的情形,尽管对于超高斯脉冲而言,压缩因子要大大减小。

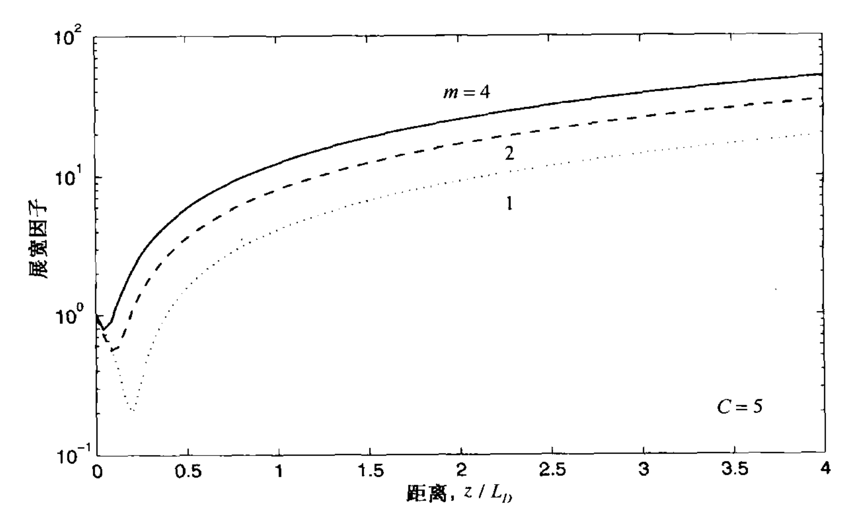


图 3.5 $C=5$ 的啁啾超高斯脉冲在光纤反常色散区传输时展宽因子 σ/σ_0 随z/L_D的变化曲线。$m=1$对应高斯脉冲,m越大则脉冲沿越陡

3.2.5 实验结果

利用直接调制半导体激光器发射的光脉冲,已在实验中观察到了啁啾脉冲的初始压缩现象。在一个实验中[10],具有正啁啾($C>0$)的波长为 1.54 μm 的入射脉冲在光纤的反常色散区($\beta_2\approx-20\ \mathrm{ps^2/km}$)传输了 104 km 后,脉宽被压缩到原来的五分之一。而在另一个实验中[11],由半导体激光器发射的波长为 1.21 μm 的负啁啾($C<0$)脉冲,在光纤的正常色散区($\beta_2=15\ \mathrm{ps^2/km}$)传

输 1.5 km 后，脉宽从 190 ps 减小到 150 ps；当光纤长度增加到 6 km 时，脉宽反而增大到 300 ps，这与图 3.2 所示的定性结果一致。在另一个实验中[15]，使用了增益开关分布反馈半导体激光器发射的波长为 1.3 μm 的脉宽更小的脉冲(初始 FWHM≈26 ps)，由于脉冲具有负啁啾($C<0$)，因此采用在 1.3 μm 处 GVD 为正的色散位移光纤($\beta_2\approx 12\ \mathrm{ps^2/km}$)来压缩脉冲。脉冲在这种光纤内传输了 4.8 km 后，脉宽被压缩到原来的三分之一；进一步增加光纤长度，脉冲就开始展宽了。

在一些采用增益开关分布反馈半导体激光器作为孤子源的实验中，通过光纤中的 GVD 压缩皮秒啁啾脉冲已显示出优势[19~22]。尽管这种激光器发射的脉冲较宽(脉宽 20～40 ps)，远不是变换极限脉冲，但它通过一段适当长度的正色散光纤后，会产生近变换极限的压缩脉冲。这一方案在 1989 年得到验证[21]，实验将增益开关脉冲通过一段在 1.55 μm 工作波长处 $\beta_2=23\ \mathrm{ps^2/km}$ 的3.7 km 长的保偏色散位移光纤，获得了 3 GHz 重复频率的 14 ps 脉冲。在另一个实验中[22]，脉冲压缩之前用一个窄带光学滤波器控制增益开关脉冲的谱宽，然后用一台掺铒光纤放大器同时放大和压缩脉冲，可以产生 6～24 GHz 重复频率的 17 ps 脉宽的近变换极限光脉冲。1990 年，利用这种压缩技术已得到 3 ps 的短脉冲[23]。

在一个相关的方法中，将皮秒脉冲通过半导体激光放大器放大来产生啁啾脉冲，然后用反常色散光纤($\beta_2<0$)压缩这种啁啾脉冲[24~26]。因为石英光纤在 1.5 μm 附近的波长区通常表现为反常色散，所以这种方法在这一波长区很有用。这个方案在 1989 年得到验证[24]，锁模半导体激光器输出波长为 1.52 μm 的 40 ps 脉冲，首先经半导体激光放大器放大，然后通过 18 km 长的光纤($\beta_2=-18\ \mathrm{ps^2/km}$)传输，结果脉宽被压缩到原来的一半。这种压缩机制已用在将 16 Gbps 信号在标准通信光纤中传输 70 km 的实验中[25]。

3.3 三阶色散

上一节讨论的色散感应脉冲展宽是由正比于式(2.3.23)中的 β_2 的最低阶 GVD 项引起的。尽管在大多数实际情况下这一项的贡献是主要的，但有时也需要考虑由 β_3 描述的三阶色散(TOD)。例如，假如脉冲波长在光纤的零色散波长 λ_D 附近，即 $\beta_2\approx 0$，则 β_3 项对 GVD 效应起主要作用[6]。对脉宽 $T_0<1$ ps 的超短脉冲，由于参量 $\Delta\omega/\omega_0$ 不够小，不能把展开式(2.3.23)中 β_2 以后的项舍去而简化之，因此即使 $\beta_2\neq 0$，也需要考虑 β_3 项。

本节将讨论同时包括 β_2 和 β_3 两项的色散效应，同时仍然忽略非线性效应。忽略非线性效应的振幅 $A(z,T)$的传输方程可以令方程(2.3.43)中的 $\gamma=0$ 得到。利用式(3.1.3)，可得 $U(z,T)$ 满足下面的方程：

$$i\frac{\partial U}{\partial z}=\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial T^2}+\frac{i\beta_3}{6}\frac{\partial^3 U}{\partial T^3} \tag{3.3.1}$$

此方程也能利用 3.2 节的傅里叶变换法求解。由下式代替式(3.2.5)的透射场：

$$U(z,T)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{U}(0,\omega)\exp\left(\frac{i}{2}\beta_2\omega^2 z+\frac{i}{6}\beta_3\omega^3 z-i\omega T\right)\mathrm{d}\omega \tag{3.3.2}$$

式中，入射场的傅里叶变换 $\tilde{U}(0,\omega)$ 由式(3.2.6)给出。若入射场 $U(0,T)$是确定的，则式(3.3.2)可用来研究高阶色散效应。特别是，可用类似于 3.2 节中的方法来讨论高斯、超高斯或双曲正割脉冲。对于高斯脉冲，能得到用艾里(Airy)函数表示的解析解[6]，下面就首先考虑这种情形。

3.3.1 啁啾高斯脉冲的演化

对于啁啾高斯脉冲的情形，将式(3.2.16)代入式(3.3.2)，并引入 $x=\omega p$ 作为新的积分变量，其中

$$p^2=\frac{T_0^2}{2}\left(\frac{1}{1+iC}-\frac{i\beta_2 z}{T_0^2}\right) \tag{3.3.3}$$

于是可以得到下面的表达式：

$$U(z,T)=\frac{A_0}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{\infty}\exp\left(-x^2+\frac{ib}{3}x^3-\frac{iT}{p}x\right)\mathrm{d}x \tag{3.3.4}$$

式中，$b=\beta_3 z/(2p^3)$。x^2 项可以用另一种变换 $x=b^{-1/3}u-i/b$ 消掉。得到的积分结果可以用艾里函数 $\mathrm{Ai}(x)$表示为

$$U(z,T)=\frac{2A_0\sqrt{\pi}}{|b|^{1/3}}\exp\left(\frac{2p-3bT}{3pb^2}\right)\mathrm{Ai}\left(\frac{p-bT}{p|b|^{4/3}}\right) \tag{3.3.5}$$

式中，p 和光纤及脉冲参量有关。对于频谱中心恰好位于光纤零色散波长($\beta_2=0$)的无啁啾脉冲，有 $p=T_0/\sqrt{2}$。

正如所预期的，脉冲沿光纤长度方向的演化与 β_2 和 β_3 的相对大小有关。为比较方程(3.3.1)中 β_2 和 β_3 的相对重要性，引入了与 TOD 有关的色散长度，定义为

$$L_D'=T_0^3/|\beta_3| \tag{3.3.6}$$

仅当 $L_D'\leqslant L_D$ 或 $T_0|\beta_2/\beta_3|\leqslant 1$ 时，TOD 效应才起明显作用。对于 100 ps 的脉冲，若取 $\beta_3=0.1\ \mathrm{ps^3/km}$，则这个条件意味着要求 $\beta_2<10^{-3}\ \mathrm{ps^2/km}$，如此低的 β_2 值只有当 λ_0 与 λ_D 之差小于 0.01 nm 时才能实现。实际上，要在如此高的精度下使 λ_0 与 λ_D 匹配是很困难的，因此 β_3 的贡献与 β_2 的贡献相比通常可忽略，皮秒脉冲在光纤零色散波长附近的传输实验表明情况的确如此[27]。而对脉宽在飞秒范围的超短脉冲，情况就完全变了。例如，对于 $T_0=0.1$ ps，在 β_3 的贡献可忽略之前，β_2 可大到 1 $\mathrm{ps^2/km}$。由于在此 T_0 值下，L_D'约为 10 m，因此可以通过将 100 fs 脉冲在几米长光纤中传输来从实验上研究 TOD 的影响。

图 3.6 给出了无初始啁啾高斯脉冲在 $\beta_2=0$(实线)和使 $L_D=L_D'$的某一 β_2 值(虚线)的两种情形下，$z=5L_D'$处的脉冲形状。尽管仅考虑 β_2 项对 GVD 的贡献时，高斯脉冲保持其形状不变(见图 3.1)，但 TOD 会引起脉冲形状的畸变，在其中一个脉冲沿附近形成非对称的振荡结构。对于图 3.6 所示的 $\beta_3>0$ 的情形，振荡出现在脉冲的后沿；当 $\beta_3<0$ 时，振荡就会出现在脉冲的前沿。当 $\beta_2=0$ 时变成深度振荡，两个连续振荡之间的强度降为零。然而，即使有相当小的 β_2 值，这种振荡也会被显著衰减。对于图 3.6 所示的 $L_D=L_D'$的情形($\beta_2=\beta_3/T_0$)，振荡几乎消失，脉冲后沿出现了一个长长的拖尾。对于满足 $L_D\ll L_D'$的更大的β_2 值，由于 TOD 所起的作用很小，脉冲形状近似为高斯形。

方程(3.3.2)可用来研究其他形状脉冲的演化，尽管此时需要用数值方法完成傅里叶变换。例如，图 3.7 给出了无啁啾超高斯脉冲在零色散波长($\beta_2=0$)处的演化过程，设它对应于式(3.2.24)中的 $m=3$，$C=0$。显然，因初始条件的不同，脉冲形状有较大的变化。实际中，通常我们只对色散感应脉冲展宽的程度感兴趣，而不关心具体的脉冲形状。由于 FWHM 并不是

图 3.6 和图 3.7 所示的脉冲宽度的真实量度,因而需利用式(3.2.26)定义的均方根宽度 σ 来表示脉宽。对于高斯脉冲的情形,能够得到 σ 的一个简单解析表达式[9],该表达式包含了 β_2 和 β_3 及初始啁啾 C 对色散展宽的影响[9]。

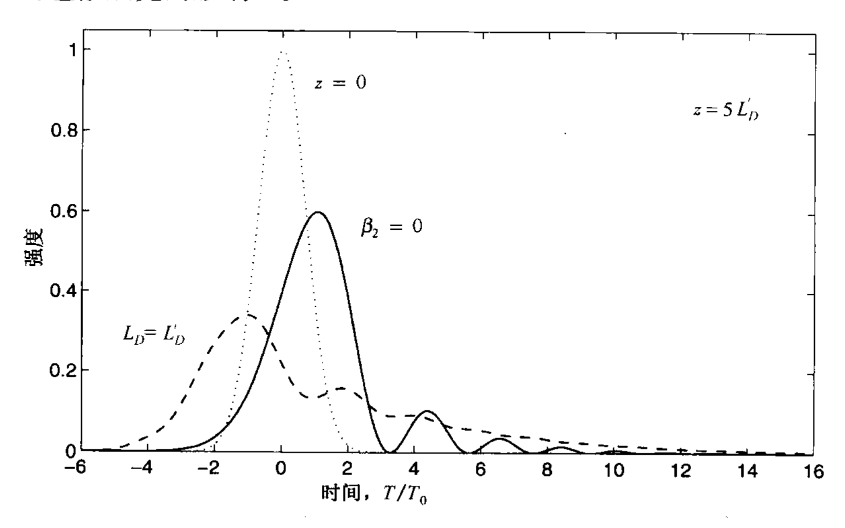


图 3.6 考虑高阶色散时输入高斯脉冲在 $z = 5L'_D$ 处的脉冲形状(点线)。实线对应 $\lambda_0 = \lambda_D$,虚线为 $L_D = L'_D$ 而 β_2 为一有限值时的脉冲形状

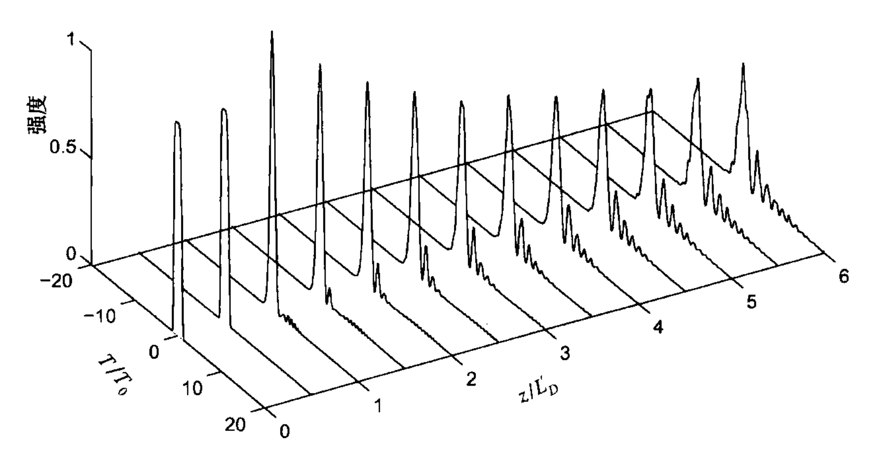


图 3.7 $\beta_2 = 0$ 且 $\beta_3 > 0$ 时 $m = 3$ 的超高斯脉冲沿光纤的演化,脉冲后沿附近的振荡结构是由三阶色散引起的

3.3.2 展宽因子

为从式(3.2.26)计算出 σ,首先需要通过式(3.2.27)计算 T 的 n 阶矩 $\langle T^n \rangle$。由式(3.3.2)可知 $U(z,T)$ 的傅里叶变换 $\tilde{U}(z,\omega)$,因此在频域中计算 $\langle T^n \rangle$ 比较方便。利用脉冲强度 $|U(z,T)|^2$ 的傅里叶变换

$$\tilde{I}(z,\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} |U(z,T)|^2 \exp(i\omega T)\,\mathrm{d}T \tag{3.3.7}$$

对它求 n 次微分,可得

$$\lim_{\omega\to 0} \frac{\partial^n}{\partial \omega^n} \tilde{I}(z,\omega) = (i)^n \int_{-\infty}^{\infty} T^n |U(z,T)|^2\,\mathrm{d}T \tag{3.3.8}$$

联立式(3.3.8)和式(3.2.27)可得

$$\langle T^n \rangle = \frac{(-i)^n}{N_c} \lim_{\omega \to 0} \frac{\partial^n}{\partial \omega^n} \tilde{I}(z,\omega) \tag{3.3.9}$$

式中,归一化常数 N_c 为

$$N_c = \int_{-\infty}^{\infty} |U(z,T)|^2 \, \mathrm{d}T \equiv \int_{-\infty}^{\infty} |U(0,T)|^2 \, \mathrm{d}T \tag{3.3.10}$$

由卷积定理可得

$$\tilde{I}(z,\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(z,\omega-\omega')\tilde{U}^*(z,\omega') \, \mathrm{d}\omega' \tag{3.3.11}$$

对式(3.3.9)求微分并进行极限运算,得到

$$\langle T^n \rangle = \frac{(i)^n}{N_c} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}^*(z,\omega) \frac{\partial^n}{\partial \omega^n} \tilde{U}(z,-\omega) \, \mathrm{d}\omega \tag{3.3.12}$$

对于啁啾高斯脉冲,$\tilde{U}(z,\omega)$可由式(3.2.16)和式(3.3.2)得到,

$$\tilde{U}(z,\omega) = \left(\frac{2\pi T_0^2}{1+iC}\right)^{1/2} \exp\left[\frac{i\omega^2}{2}\left(\beta_2 z + \frac{iT_0^2}{1+iC}\right) + \frac{i}{6}\beta_3\omega^3 z\right] \tag{3.3.13}$$

若对式(3.3.13)求二次微分,并把结果代入式(3.3.12),就会发现对 ω 的积分能解析完成,$\langle T \rangle$ 和$\langle T^2 \rangle$能通过该过程得到。将得到的$\langle T \rangle$和$\langle T^2 \rangle$的表达式代入式(3.2.26),可得[9]

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \left[\left(1 + \frac{C\beta_2 z}{2\sigma_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\beta_2 z}{2\sigma_0^2}\right)^2 + (1+C^2)^2 \frac{1}{2}\left(\frac{\beta_3 z}{4\sigma_0^3}\right)^2\right]^{1/2} \tag{3.3.14}$$

式中,σ_0 为啁啾高斯脉冲的初始均方根宽度($\sigma_0 = T_0/\sqrt{2}$)。正如所预期的,对于 $\beta_3 = 0$,式(3.3.14)可简化成式(3.2.19)。

由式(3.3.14)可以得出几条有趣的结论。通常,β_2 和 β_3 都对脉冲展宽有影响,然而它们对啁啾参量的依赖关系有着本质的不同。尽管 β_2 的贡献依赖于 $\beta_2 C$ 的符号,但 β_3 的贡献与 β_3 和 C 的符号无关。这样,与图 3.2 所示的行为相反,在严格零色散波长处传输的啁啾脉冲并没有经历脉宽压缩过程。然而,即使偏离严格的零色散波长很小的量,也能导致初始脉冲压缩。图 3.8 对这一特性做了说明。图中的展宽因子是在 $C = 1$ 和 $L_D = L'_D$条件下,σ/σ_0 作为 z/L'_D的函数画出的。作为比较,零色散波长处($\beta_2 = 0$)的展宽因子用虚线给出。在反常色散区,由于 β_2 的贡献能够抵消 β_3 的贡献,结果在 $z \approx L'_D$处的色散展宽小于$\beta_2 = 0$ 时的预期展宽。对于较大的 z 值,若满足 $z \gg L_D/|C|$,则式(3.3.14)可近似为

$$\sigma/\sigma_0 = (1+C^2)^{1/2}[1+(1+C^2)(L_D/2L'_D)^2]^{1/2}(z/L_D) \tag{3.3.15}$$

这里用到了式(3.1.5)和式(3.3.6)。正如 3.3.3 节将要讨论的,对于较大的传输距离 z,均方根脉宽和传输距离之间的线性关系是对任意脉冲形状都适用的普遍规律。

将式(3.3.14)适当推广,可以把光源带宽的影响考虑在内[9]。任何光源的自发辐射都会导致振幅和相位的随机起伏,它可表示为中心频率为 ω_0 且有限带宽为 $\delta\omega$ 的源频谱[28]。若光源带宽 $\delta\omega$ 远小于脉冲带宽 $\Delta\omega$,则它对脉冲展宽的影响可以忽略。然而,对于许多光通信系统中所用的光源(如发光二极管),这个条件是不满足的,这就需要考虑光源带宽的影响。对于高斯脉冲和高斯形源频谱的情形,式(3.3.14)的推广形式为[9]

$$\frac{\sigma^2}{\sigma_0^2}=\left(1+\frac{C\beta_2 z}{2\sigma_0^2}\right)^2+(1+V_\omega^2)\left(\frac{\beta_2 z}{\sigma_0^2}\right)^2+(1+C^2+V_\omega^2)^2\frac{1}{2}\left(\frac{\beta_3 z}{4\sigma_0^3}\right)^2 \tag{3.3.16}$$

式中,$V_\omega=2\sigma_\omega\sigma_0$,$\sigma_\omega$ 是高斯形源频谱的均方根宽度。该式描述了在相当普通的条件下线性色散介质中啁啾高斯脉冲的展宽,可以根据此式来讨论 GVD 效应对光波系统性能的影响[29]。

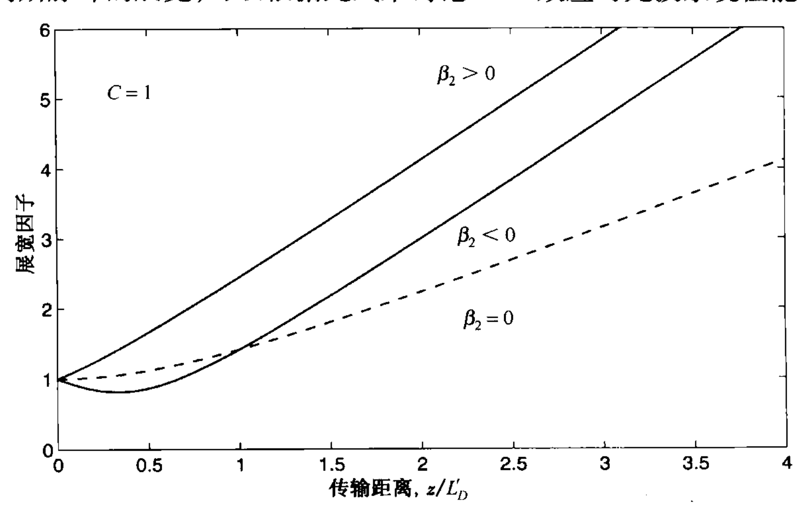


图 3.8 在 λ_D 附近,$L_D=L'_D$条件下啁啾高斯脉冲展宽因子随传输距离z/L'_D的变化。虚线对应$\lambda_0=\lambda_D$情形($\beta_2=0$)

3.3.3 任意形状脉冲

方程(3.3.1)在形式上与薛定谔方程相似,可用来得到包括了三阶和更高阶色散效应的、任意形状脉冲的均方根宽度的解析表达式[30]。为此,将方程(3.3.1)以算符形式写成

$$i\frac{\partial U}{\partial z}=\hat{H}U \tag{3.3.17}$$

式中,一般形式的算符 $\hat{H}$ 包含所有阶色散,并由下式给出:

$$\hat{H}=-\sum_{n=2}^{\infty}\frac{i^n}{n!}\left(\frac{\partial}{\partial T}\right)^n=\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2}{\partial T^2}+\frac{i\beta_3}{6}\frac{\partial^3}{\partial T^3}+\cdots \tag{3.3.18}$$

利用式(3.2.27),并假定 $U(z,T)$是归一化的,即$\int_{-\infty}^{\infty}|U|^2\mathrm{d}T=1$,$T$ 的一阶矩$\langle T\rangle$和二阶矩$\langle T^2\rangle$随 z 的演化为

$$\frac{\mathrm{d}\langle T\rangle}{\mathrm{d}z}=i\int_{-\infty}^{\infty}U^*(z,T)[\hat{H},T]U(z,T)\,\mathrm{d}T \tag{3.3.19}$$

$$\frac{\mathrm{d}\langle T^2\rangle}{\mathrm{d}z}=i^2\int_{-\infty}^{\infty}U^*(z,T)[\hat{H},[\hat{H},T]]U(z,T)\,\mathrm{d}T \tag{3.3.20}$$

式中,$[\hat{H},T]\equiv\hat{H}T-T\hat{H}$ 表示对易子。

将方程(3.3.19)和方程(3.3.20)解析积分后,可以得到下面一般性的表达式[30]:

$$\langle T\rangle=a_0+a_1 z \tag{3.3.21}$$

$$\langle T^2\rangle=b_0+b_1 z+b_2 z^2 \tag{3.3.22}$$

式中,所有系数只与入射场 $U_0(T)\equiv U(0,T)$有关,并定义为

$$a_0=\int_{-\infty}^{\infty}U_0^*(T)TU_0(T)\,\mathrm{d}T \tag{3.3.23}$$

$$a_1 = i\int_{-\infty}^{\infty} U_0^*(T)[\hat{H},T]U_0(T)\,\mathrm{d}T \tag{3.3.24}$$

$$b_0 = \int_{-\infty}^{\infty} U_0^*(T)T^2U_0(T)\,\mathrm{d}T \tag{3.3.25}$$

$$b_1 = i\int_{-\infty}^{\infty} U_0^*(T)[\hat{H},T^2]U_0(T)\,\mathrm{d}T \tag{3.3.26}$$

$$b_2 = -\frac{1}{2}\int_{-\infty}^{\infty} U_0^*(T)[\hat{H},[\hat{H},T^2]]U_0(T)\,\mathrm{d}T \tag{3.3.27}$$

从物理意义上讲，$\langle T\rangle$描述了脉冲形状的不对称性，而$\langle T^2\rangle$则是脉冲展宽的量度。利用此方法可以计算出高阶矩$\langle T^3\rangle$和$\langle T^4\rangle$，它们分别描述了强度曲线的偏斜度和峰度。对于初始对称的脉冲，$a_0=0$；若三阶和更高阶色散忽略不计，易知 $a_1=0$，因此$\langle T\rangle=0$，脉冲在光纤中传输时能保持其对称性。注意，对于任意形状和啁啾的脉冲，即使考虑到三阶和高阶色散效应，方差 $\sigma^2\equiv\langle T^2\rangle-\langle T\rangle^2$ 也随光纤长度的平方而变化。

作为一个简单的例子，考虑 3.2.3 节中用数值方法讨论过的无啁啾双曲正割脉冲的情形，并且仅保留 GVD 效应(即 $m>2$ 时 $\beta_m=0$)。将 $U_0(T)=(2T_0)^{-1/2}\mathrm{sech}(T/T_0)$代入式(3.3.23)到式(3.3.27)中，易知 $a_0=a_1=b_1=0$，而

$$b_0=(\pi^2/12)T_0^2 \qquad b_2=\beta_2^2/(3T_0^2) \tag{3.3.28}$$

注意，$\sigma_0^2=b_0$，$\sigma^2=b_0+b_2z^2$，展宽因子变为

$$\frac{\sigma}{\sigma_0}=\left[1+\left(\frac{\pi\beta_2 z}{6\sigma_0^2}\right)^2\right]^{1/2} \tag{3.3.29}$$

式中，$\sigma_0=(\pi/\sqrt{12})T_0$ 是入射脉冲的均方根宽度。对于高斯脉冲，展宽因子见式(3.3.14)，如令该式中的 $C=0$，$\beta_3=0$，可将所得结果与式(3.3.29)做一比较。注意，$\pi/6\approx0.52$，因此可以得出这样的结论：若以双曲正割脉冲和高斯脉冲的均方根宽度进行比较，这两种脉冲几乎以相同的速率展宽，并且表现出相同的定性行为。

以上分析很容易推广到啁啾脉冲的情形。对于啁啾高斯脉冲，式(3.3.23)至式(3.3.27)中的所有积分均可求出，同时得到式(3.3.14)给出的展宽因子。对于超高斯脉冲，若忽略三阶色散，则可得到式(3.2.28)。当 β_2 和 β_3 为有限值时，对于超高斯脉冲，可以用类似的方式得到 σ/σ_0，但表达式相当复杂[17]。

三阶色散效应使强度曲线变得不对称，并且引入了类似于图 3.6 所示的带有振荡结构的拖尾。$\langle T\rangle$的大小为这种不对称性提供了一个简单量度，如果仍以双曲正割脉冲为例，发现$\langle T\rangle$的初始值为零，但以速率 $a_1=\beta_3/(6T_0^2)$随 z 线性变化。对于高斯脉冲，也有相同的行为，只是$\langle T\rangle$以不同的速率改变。这些结果与图 3.6 中数值计算的脉冲形状相吻合。由图 3.6 可见，若 $\beta_3>0$，则脉冲在后沿演化为一个长长的拖尾，结果导致$\langle T\rangle>0$。

由式(3.3.14)和式(3.3.29)得出的最重要的结论是：对于 $L\gg L_D$ 的较长的光纤，无论脉冲形状如何，GVD 感应脉冲展宽都与 L/L_D 成比例。由于色散长度 $L_D\equiv T_0^2/|\beta_2|$正比于 T_0^2，因此当脉冲变短时，L_D 显著减小。例如，若 $T_0=10$ ps 的脉冲入射到$|\beta_2|=1\ \mathrm{ps^2/km}$的色散位移光纤中，则 L_D 为 100 km；若脉宽减小为 $T_0=1$ ps，L_D 仅为 1 km，则该脉冲通过 100 km 长的光纤后，将展宽约 100 倍。由于在为越洋传输信息而设计的光纤通信系统中，L 超过数千千米，显然，GVD 感应的脉冲展宽限制了大多数光波系统的性能，除非采用适当的色散管理方案。

3.3.4 超短脉冲测量

由于 GVD 和 TOD 效应能显著改变超短脉冲的形状和宽度,因此应考虑如何在实验中测量超短脉冲。对于脉宽超过 100 ps 的脉冲,利用高速光电探测器就可以直接测量脉冲的特性,用条纹相机可以测量 0.5 ps 的脉冲,然而大多数条纹相机工作在可见光区,尽管近年来条纹相机工作在红外区(达到 1.6 μm)已成为可能。

表征超短光脉冲的通用方法是基于二次谐波产生这种非线性现象的自相关技术(autocorrelation technique),其原理是将入射脉冲分为两路,把其中一路延迟后与另一路脉冲一起入射到非线性晶体上[31],只有当两路脉冲在时间上交叠时才会在晶体内产生二次谐波信号。通过测量作为时延函数的二次谐波功率,就会产生其宽度与初始脉冲宽度有关的自相关迹,而这两种宽度间的精确关系取决于脉冲形状,若事先知道或能间接地推知脉冲形状,则用自相关技术就能精确测量出脉冲宽度。这种技术能测量几飞秒的脉宽,但不能提供脉冲形状的细节信息。事实上,即使脉冲形状是非对称的,自相关迹往往也是对称的。另一种技术是采用互相关,即用一个形状和宽度均已知的超短脉冲与一个原始脉冲在二次谐波晶体内相关,它在一定程度上可以解决自相关存在的问题。自相关和互相关技术也可以采用其他非线性效应,如三次谐波产生[32]和双光子吸收等[33]。然而,所有这些方法记录的都是强度相关曲线,不能提供脉冲内任何相位或啁啾变化的信息。

另一种感兴趣的技术称为频率分辨光学门(frequency-resolved optical gating, FROG),它是在 20 世纪 90 年代发展起来的,用它可以相当完美地解决上述问题[34~36]。频率分辨光学门不仅能测量脉冲形状,而且能提供光学相位和频率啁啾沿脉冲变化的信息。其工作原理是,记录一系列频谱分辨的自相关迹,然后由它们推测出脉冲的强度和相位分布。从数学意义上讲,FROG 的输出可以描述为

$$S(\tau,\omega)=\left|\int_{-\infty}^{\infty}A(L,t)A(L,t-\tau)\exp(i\omega t)\,\mathrm{d}t\right|^{2} \tag{3.3.30}$$

式中,τ 是可变延迟,L 是光纤长度。实验上,将输入脉冲分为两路,将一路引入延迟 τ 后与另外一路在非线性晶体内复合,当 τ 从负值到正值变化时,就会记录下一系列的二次谐波谱。

FROG 技术已相当成功地用于表征光纤内脉冲的传输[37~42]。例如,图 3.9(a)和图 3.9(b)分别给出了峰值功率为 22 W 的 2.2 ps 脉冲通过 700 m 长光纤后测得的 FROG 迹,以及还原的强度和相位分布曲线[37]。图 3.9(c)和图 3.9(d)是利用包含非线性项的非线性薛定谔方程进行数值模拟的结果,如此复杂的脉冲形状不可能仅从自相关迹和频谱测量中得出。

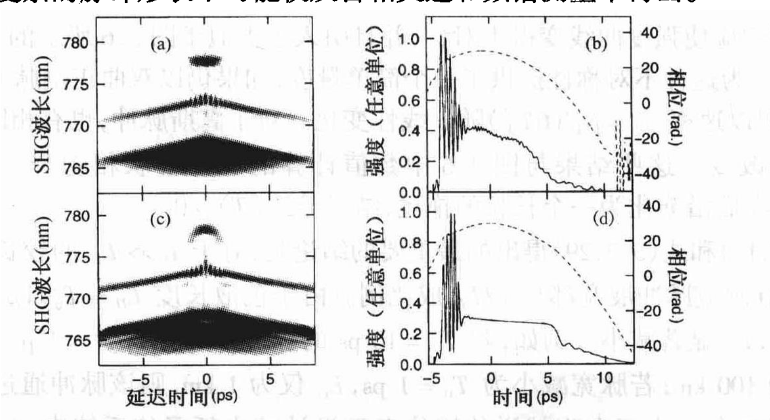


图 3.9 在 700 m 长光纤输出端测量到的(a)FROG 频谱图和(b)还原的强度分布曲线(实线)、相位分布曲线(虚线)。(c)和(d)是数值模拟结果[37]

一种称为互相关 FROG 的技术,也能用于测量超短脉冲的强度和相位分布曲线[40],它利用了一个参考脉冲,具体内容将在 12.1.2 节中讨论。另一种称为时间分辨光学门的技术,也能用于这种测量[43]。在该方法中,脉冲通过 GVD 可在一定范围内变化的色散介质(如光纤),我们可记录下许多不同 GVD 值下的自相关迹,利用这些自相关迹能推测出脉冲的强度和相位分布曲线。

3.4 色散管理

在光纤通信系统中,信息是通过已编码的光脉冲序列在光纤中传输的,光脉冲的宽度由系统比特率 B 决定。我们并不希望出现脉冲的色散感应展宽,如果脉冲扩展到指定的比特槽($T_B=1/B$)之外,那么就会干扰探测过程并产生误码。显然,对于固定的传输距离 L,GVD 限制了比特率 B[44]。对于 L 超过数千千米的长途系统,需要用光放大器补偿光纤损耗,这样色散问题变得相当严重。信息传输容量的一个有用的量度是比特率–距离积 BL,本节将讨论光纤的色散是如何限制 BL 积的,并且怎样利用色散管理技术做改进。

3.4.1 GVD 引起的限制

首先考虑主要由光源的较大谱宽 σ_ω 引起脉冲展宽的情况。对于高斯脉冲,展宽因子可由式(3.3.16)得到。假定 β_3 项的贡献可以忽略,且 $C=0$, $V_\omega \gg 1$,则均方根脉宽 σ 为

$$\sigma=[\sigma_0^2+(\beta_2 L\sigma_\omega)^2]^{1/2}=[\sigma_0^2+(DL\sigma_\lambda)^2]^{1/2} \tag{3.4.1}$$

式中,L 是光纤链路长度,σ_λ 是光源的均方根谱宽,色散参量 D 与 GVD 参量 β_2 的关系见式(1.2.11)。

利用展宽后的脉冲应保持在自身所在比特槽($T_B=1/B$)内这一准则,可以将 σ 与比特率联系起来。通常使用的准则[44]是 $4\sigma<T_B$;对于高斯脉冲,满足此条件意味着至少 95% 的脉冲能量仍保留在比特槽内,比特率则被限制在 $4B\sigma<1$ 这一范围内。假定 $\sigma_0 \ll \sigma$,此条件变为

$$4BL|D|\sigma_\lambda<1 \tag{3.4.2}$$

作为说明,考虑 $\sigma_\lambda \approx 2$ nm 的多模半导体激光器作为光源的情形[28]。若系统工作在标准通信光纤的 $=1.55$ μm 波长附近,则 $D\approx 16$ ps/(km·nm)。对于这些参量值,式(3.4.2)要求 $BL<8$ Gbps·km。对于 100 km 长的光纤,GVD 限制了系统的比特率仅为 80 Mbps 的相当低的值。然而,若多模半导体激光器工作在零色散波长(1.3 μm)附近,则 $|D|<1$ ps/(km·nm),BL 积相应可增加到 100 Gbps·km 以上。

在工作在 1.55 μm 附近的现代光纤通信系统中,利用零色散波长接近最小损耗波长的色散位移光纤(DSF)来减小 GVD 的影响,同时把半导体激光器设计成单纵模工作,这样光源的谱宽小于 100 MHz[28]。在这样的条件下,式(3.3.16)中的 $V_\omega \ll 1$,若进一步忽略 β_3 项,并设 $C=0$,则式(3.3.16)可近似写为

$$\sigma=[\sigma_0^2+(\beta_2 L/2\sigma_0)^2]^{1/2} \tag{3.4.3}$$

与式(3.4.1)比较,即可看出两者的主要差别,此处色散感应脉冲展宽取决于初始宽度 σ_0。实际上,优化选取 σ_0 可使 σ 达到最小,当 $\sigma_0=(|\beta_2|L/2)^{1/2}$时,$\sigma$ 达到最小值,即 $\sigma=(|\beta_2|L)^{1/2}$。由 $4B\sigma<1$ 或

$$4B(|\beta_2|L)^{1/2}<1 \tag{3.4.4}$$

可得到受限比特率。式(3.4.4)与式(3.4.2)的主要差别是 B 正比于 $L^{-1/2}$ 而不是 L^{-1}。图 3.10 比较了当 $D = 16$ ps/(km·nm)且 σ_λ 分别为 0 和 1 nm 时，比特率随 L 的增加而减小的情形。当 $\sigma_\lambda = 0$ 时使用式(3.4.4)。

如果光波系统精确工作在零色散波长，式(3.3.16)中的 $\beta_2 = 0$，并假定 $V_\omega \ll 1$ 和 $C = 0$，则可得脉宽为

$$\sigma = [\sigma_0^2 + \tfrac{1}{2}(\beta_3 L/4\sigma_0^2)^2]^{1/2} \tag{3.4.5}$$

与式(3.4.3)相似，通过优化选取输入脉宽 σ_0，可使 σ 达到最小，最小值对应的 $\sigma_0 = (|\beta_3|L/4)^{1/3}$，由条件 $4B\sigma < 1$ 可得到受限比特率为[44]

$$B(|\beta_3|L)^{1/3} < 0.324 \tag{3.4.6}$$

在这种情况下，色散效应的影响是可接受的。对于典型的 $\beta_3 = 0.1$ ps^3/km，当 $L = 100$ km 时，比特率可达 150 Gbps。因为比特率依赖于 $L^{-1/3}$，所以即使 L 增加 10 倍，比特率仍可达 70 Gbps。图 3.10 中的虚线给出了 $\beta_3 = 0.1$ ps^3/km 时由式(3.4.6)得到的比特率随光纤长度的变化曲线。显然，工作在光纤的零色散波长附近，可以极大地改善光波系统的性能。

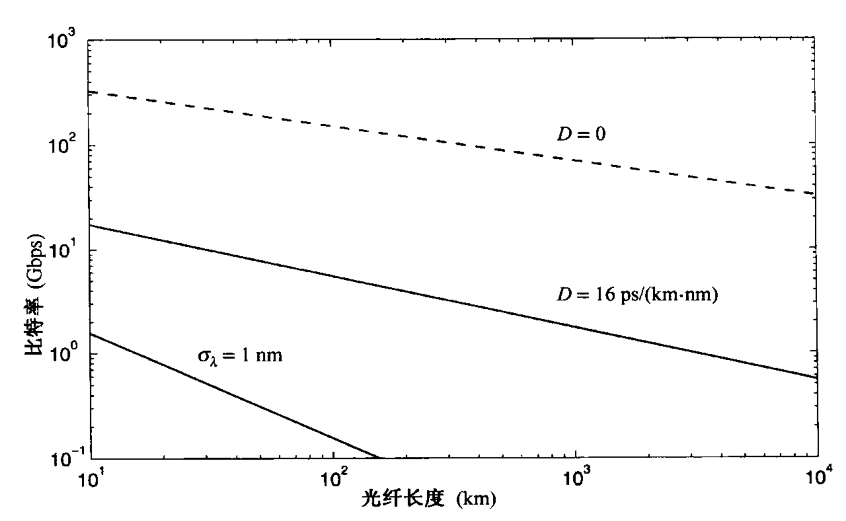


图 3.10　$\sigma_\lambda = 1$ nm 及 σ_λ 小到可忽略时受限比特率随光纤长度的变化，假设两种情况下标准光纤的色散值均为16 ps/(km·nm)；虚线表示系统工作在零色散波长且$\beta_3 = 0.1$ ps^3/km的情况

3.4.2　色散补偿

尽管从脉冲展宽的角度来看，工作在零色散波长是很必要的，但进行这样的设计之前，必须首先考虑其他因素。例如，在波分复用(WDM)系统中，在光纤零色散波长处最多安排一个信道。另外，正如将要在第 10 章中讨论的，当 GVD 相当小时，会发生很强的四波混频现象，它迫使 WDM 系统工作在远离光纤零色散波长处，这样每个信道都要有有限的 β_2 值，因此 GVD 感应的脉冲展宽要引起高度关注。色散管理技术为这一难题提供了解决方案，它组合了具有不同特性的光纤，使整个光纤链路的平均色散相当低，而每段光纤的 GVD 又足够大，以至于四波混频效应可以忽略[45]。实际中，常采用周期等于放大器间距(典型值为 50 ~ 100 km)的周期色散图，放大器用来补偿每段中光纤的累积损耗。每对放大器之间恰好有两种光纤，这两种光纤的 β_2 的符号相反，二者结合使用可使平均色散降到很小的值，若平均 GVD 为零，则色散完全得到补偿。

这种色散补偿技术利用了方程(3.2.1)的线性特性。利用式(3.2.5)给出方程(3.2.1)的通解,能够很好地理解色散补偿的基本思想。对于由两段光纤组成的色散图,式(3.2.5)变为

$$U(L_m,t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{U}(0,\omega)\exp\left[\frac{i}{2}\omega^2(\beta_{21}L_1+\beta_{22}L_2)-i\omega t\right]\mathrm{d}\omega \tag{3.4.7}$$

式中,$L_m=L_1+L_2$ 是色散图周期,β_{2j} 是长为 L_j 的光纤段的 GVD 参量($j=1,2$)。利用 $D_j=-(2\pi c/\lambda^2)\beta_{2j}$,色散补偿条件可以写成

$$D_1L_1+D_2L_2=0 \tag{3.4.8}$$

若上式能够满足,则 $A(L_m,t)=A(0,t)$,即经过每个色散图周期后,脉冲恢复到其初始宽度,尽管在每个周期内脉宽可能显著改变。

可以采用几种不同方式满足式(3.4.8)。若两段光纤长度相等($L_1=L_2$),则应有 $D_1=-D_2$。具有大小相等、符号相反 GVD 值的光纤可以通过在制造阶段适当位移光纤零色散波长来实现。但是,在现有光纤通信系统中已经敷设了大量标准光纤,由于这种光纤具有 $D\approx16$ ps/(km·nm)的反常 GVD,因此可以利用相对短的色散补偿光纤(DCF)补偿标准光纤的色散,DCF 具有 $D>-100$ ps/(km·nm)的正常 GVD。其他几种器件(如光纤光栅)也能用于色散管理[29]。

3.4.3　三阶色散补偿

当单信道比特率超过 100 Gbps 时,每个比特通道必须采用超短脉冲(脉宽约为 1 ps),而如此短的光脉冲的频谱已足够宽,以至于很难在脉冲整个带宽内补偿 GVD(由于 β_2 与频率有关)。这个问题最简单的解决方法是利用能对 β_2 和 β_3 同时进行补偿的光纤或其他器件。

由式(3.3.2)可以得出色散管理条件,对于由长度分别为 L_1 和 L_2 的两种不同光纤组成的链路,宽带色散补偿条件由下式给出:

$$\beta_{21}L_1+\beta_{22}L_2=0 \quad 且 \quad \beta_{31}L_1+\beta_{32}L_2=0 \tag{3.4.9}$$

式中,β_{2j}和β_{3j}分别是长为 L_j 的光纤的 GVD 和 TOD 参量($j=1,2$)。在较宽波长范围内同时满足这两个条件一般比较困难,但对于 1 ps 的脉冲,在 4~5 nm 带宽内可以完全满足式(3.4.9)。特殊设计的色散补偿光纤[46]及光纤光栅、液晶调制器等其他器件也很容易满足这个要求。

现在已有利用同时对 GVD 和 TOD 补偿的技术实现高比特率(大于 100 Gbps)、传输距离约为 100 km 的实验报道[47~53]。在 1996 年的一个实验中[47],将 100 Gbps 的信号传输了 560 km,放大器间距为 80 km。在后来的实验中[48],在 2.5 ps 的时隙内利用 0.98 ps 的光脉冲实现了 400 Gbps 的比特率。若不对 TOD 进行补偿,则脉冲在传输 40 km 后展宽到 2.3 ps,并且出现了 5~6 ps 的长长的振荡尾(见图 3.6)。若对 TOD 进行部分补偿,则振荡尾消失,脉宽减至 1.6 ps。在另一个实验中[49],设计出了在 170 GHz 带宽内具有 -15.8 ps/nm^2 色散斜率的平面光波回路(PLC),已用于工作波长处 $\beta_3\approx0.05$ ps/(km·nm^2)的 300 km 长色散位移光纤的 TOD 补偿。色散补偿器消除了长的振荡尾,将主峰宽度从 4.6 ps 降至 3.8 ps,相对于 2.6 ps 的输入脉宽,增加的宽度归因于偏振模色散效应。

色散补偿技术还用于飞秒光脉冲。对于脉宽 $T_0=0.1$ ps 的脉冲,典型的三阶色散值 $\beta_3=0.1$ ps^3/km,TOD 长度L'_D仅为 10 m,即使 β_2 完全得到补偿(平均色散为零),这样的脉冲在传输不到几米时也会发生严重畸变。然而,利用 $\beta_2\approx98$ ps^2/km 且 $\beta_3\approx-0.5$ ps^3/km 的 445 m 长的 DCF 补偿,可以将 0.5 ps 的脉冲($T_0\approx0.3$ ps)传输 2.5 km[50]。由于 β_3 未能完全补偿,输出脉冲

略有畸变。在后来的实验中[51],用液晶调制器补偿残余 β_3 的影响,脉冲在 2.5 km 长的色散补偿光纤链路中传输后,形状几乎保持不变。在 1999 年的一个实验中[52],利用同样方法但采用不同的 DCF(长 1.5 km),可以使 0.4 ps 的脉冲($T_0 \approx 0.25$ ps)在光纤中传输 10.6 km,而脉冲形状几乎不变。液晶调制器的主要优点是可以作为可编程的脉冲整形器,甚至用它可以人为地增强 GVD 效应。作为例证,图 3.11 给出了 β_3 的有效值在 0.124 ~ −0.076 ps^3/km 变化时,2.5 km 长 GVD 补偿光纤链路的输出脉冲形状[51],只要非线性效应可以忽略,观察到的脉冲形状与式(3.3.2)预期的结果就可以相吻合。就系统水平而言,通过在整个光纤传输链路上同时补偿 β_2 和 β_3,已经能将单信道 640 Gbps(通过光时分复用产生)的信号传输 92 km[53]。

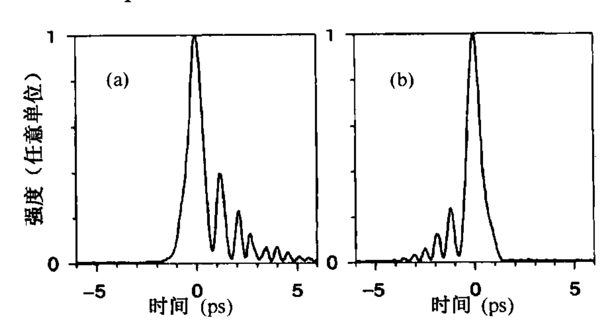


图 3.11 采用液晶调制器,β_3 的有效值在 0.124 ps^3/km(左图)至 0.076 ps^3/km(右图)变化时,实验观测到的2.5 km GVD补偿光纤链路的输出脉冲形状[51]

当 β_2 和 β_3 接近补偿后,飞秒光脉冲的传输受由参量 β_4 决定的四阶色散效应的限制[54~56]。在 1999 年的一个实验中[54],利用 DCF 和可编程色散补偿器相结合,在 30 nm 宽的波长范围内同时对 β_2、β_3 和 β_4 进行了补偿,采用这种方案可使具有 22 nm 带宽的 0.2 ps 脉冲序列传输85 km。在后来的实验中[55],利用负斜率的 DCF 将色散补偿到四阶,使 0.25 ps 的脉冲传输了 139 km,其中利用相位调制器适当对输入脉冲进行预啁啾。在 2001 年的一个实验中[56],通过将色散补偿到四阶,用 380 fs 的脉冲将 1.28 Tbps 的信号在光纤中传输了 70 km。

习题

3.1 对于有效模场面积为 40 μm^2 的色散位移光纤,在 1.55 μm 处测得 $D = 2$ ps/(km·nm),分别计算(i) 峰值功率为 100 mW 且宽为 10 ps 的光脉冲,(ii) 峰值功率为 1 W 且宽为 1 ps 的光脉冲的色散长度和非线性长度。比较这两种情况下非线性效应的重要性。

3.2 计算由式(3.2.15)描述的啁啾高斯脉冲的时域和频域宽度(指的是 FWHM),选取 $C = 5$ 和 $T_0 = 50$ ps。

3.3 证明,对于任意宽度的无啁啾高斯脉冲,乘积 $\Delta\nu\Delta t$ 约等于 0.44,其中 Δt 和 $\Delta\nu$ 分别代表脉冲的时域和频域宽度(指的是 FWHM)。

3.4 将习题 3.3 中的脉冲改为无啁啾双曲正割脉冲,证明其 $\Delta\nu\Delta t$ 约等于 0.315。

3.5 由式(3.2.24) 推导超高斯脉冲的均方根(RMS)宽度的表达式。

3.6 证明当 $\beta_2 C < 0$ 时,啁啾高斯脉冲在单模光纤中要经过一个初始压缩过程。推导最小脉宽和达到最小脉宽时光纤长度的表达式。

3.7 对于脉宽(指的是 FWHM)为 1 ps 的无啁啾高斯脉冲,假设 $\beta_2 = 0$, $\beta_3 = 0.1$ ps^3/km,用数值方法计算式(3.3.2)的积分。绘出脉冲在 $L = 2$ km 和 $L = 4$ km 时的形状,若将 β_3 的符号反过来或者输入脉冲是带啁啾的,则脉冲形状会有什么变化?

3.8 利用式(3.3.21)至式(3.3.27)计算无啁啾高斯脉冲的均方根宽度,保留式(3.3.18)中的 β_2 和 β_3 项,其余项忽略不计。

3.9 对于一段 60 km 长的单模光纤,估算工作在 1.3 μm 和 1.55 μm 波长时的受限比特率。假设输入脉冲为宽 50 ps(指的是 FWHM)的变换极限脉冲,在 1.3 μm 和 1.55 μm 处,β_2 分别为 0 和 $-20\ \mathrm{ps^2/km}$,β_3 分别为 $0.1\ \mathrm{ps^3/km}$ 和 0。

3.10 一光纤通信系统采用的是啁啾高斯脉冲,假定式(3.3.16)中的 $\beta_3 = 0$ 且 $V_\omega \ll 1$,试推导系统比特率的限制条件(用参量 C、β_2 和 L 表示)。

参考文献

[1] I. N. Sisakyan and A. B. Shvartsburg, *Sov. J. Quantum Electron.* **14**, 1146 (1984).
[2] S. A. Akhmanov, V. A. Vysloukh, and A. S. Chirkin, *Optics of Femtosecond Laser Pulses* (American Institute of Physics, New York, 1992), Chap. 1.
[3] G. P. Agrawal, in *Supercontinuum Laser Source*, R. R. Alfano, ed. (Springer-Verlag, Heidelberg, 1989), Chap. 3.
[4] C. G. B. Garrett and D. E. McCumber, *Phys. Rev. A* **1**, 305 (1970).
[5] H. G. Unger, *Arch. Elecktron. Uebertragungstech.* **31**, 518 (1977).
[6] M. Miyagi and S. Nishida, *Appl. Opt.* **18**, 678 (1979).
[7] D. Gloge, *Electron. Lett.* **15**, 686 (1979).
[8] D. Marcuse, *Appl. Opt.* **19**, 1653 (1980).
[9] D. Marcuse, *Appl. Opt.* **20**, 3573 (1981).
[10] K. Iwashita, K. Nakagawa, Y. Nakano, and Y. Suzuki, *Electron. Lett.* **18**, 873 (1982).
[11] C. Lin and A. Tomita, *Electron. Lett.* **19**, 837 (1983).
[12] D. Anderson, M. Lisak, and P. Anderson, *Opt. Lett.* **10**, 134 (1985).
[13] F. Koyama and Y. Suematsu, *IEEE J. Quantum Electron.* **21**, 292 (1985).
[14] K. Tajima and K. Washio, *Opt. Lett.* **10**, 460 (1985).
[15] A. Takada, T. Sugie, and M. Saruwatari, *Electron. Lett.* **21**, 969 (1985).
[16] G. P. Agrawal and M. J. Potasek, *Opt. Lett.* **11**, 318 (1986).
[17] D. Anderson and M. Lisak, *Opt. Lett.* **11**, 569 (1986).
[18] A. Jeffrey and D. Zwillinger, Eds., *Table of Integrals, Series, and Products*, 6th ed. (Academic Press, San Diego, CA, 2003).
[19] A. Takada, T. Sugie, and M. Saruwatari, *J. Lightwave Technol.* **5**, 1525 (1987).
[20] K. Iwatsuki, A. Takada, and M. Saruwatari, *Electron. Lett.* **24**, 1572 (1988).
[21] K. Iwatsuki, A. Takada, S. Nishi, and M. Saruwatari, *Electron. Lett.* **25**, 1003 (1989).
[22] M. Nakazawa, K. Suzuki, and Y. Kimura, *Opt. Lett.* **15**, 588 (1990).
[23] R. T. Hawkins, *Electron. Lett.* **26**, 292 (1990).
[24] G. P. Agrawal and N. A. Olsson, *Opt. Lett.* **14**, 500 (1989).
[25] N. A. Olsson, G. P. Agrawal, and K. W. Wecht, *Electron. Lett.* **25**, 603 (1989).
[26] G. P. Agrawal and N. A. Olsson, *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 2297 (1989).
[27] D. M. Bloom, L. F. Mollenauer, C. Lin, D. W. Taylor, and A. M. DelGaudio, *Opt. Lett.* **4**, 297 (1979).
[28] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, 2nd ed. (Van Nostrand Reinhold, New York, 1993), Chap. 6.
[29] G. P. Agrawal, *Lightwave Technology: Telecommunication Systems* (Wiley, Hoboken, NJ, 2005).
[30] D. Anderson and M. Lisak, *Phys. Rev. A* **35**, 184 (1987).
[31] J. C. Diels, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (Academic Press, San Diego, 1996).
[32] D. Meshulach, Y. Barad, and Y. Silberberg, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2122 (1997).
[33] D. T. Reid, W. Sibbett, J. M. Dudley, L. P. Barry, B. C. Thomsen, and J. D. Harvey, *Appl. Opt.* **37**, 8142 (1998)
[34] K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, and R. Trebino, *IEEE J. Quantum Electron.* **32**, 1253 (1996).
[35] D. J. Kane, *IEEE J. Quantum Electron.* **35**, 421 (1999).

[36] X. Gu, S. Akturk, A. Shreenath, Q. Cao, and R. Trebino, *Opt. Rev.* **11**, 141 (2004).
[37] J. M. Dudley, L. P. Barry, P. G. Bollond, J. D. Harvey, R. Leonhardt, and P. D. Drummond, *Opt. Lett.* **22**, 457 (1997).
[38] J. M. Dudley, L. P. Barry, P. G. Bollond, J. D. Harvey, and R. Leonhardt, *Opt. FiberTechnol.* **4**, 237 (1998).
[39] F. G. Omenetto, B. P. Luce, D. Yarotski, and A. J. Taylor, *Opt. Lett.* **24**, 1392 (1999).
[40] N. Nishizawa and T. Goto, *Opt. Express* **8**, 328 (2001).
[41] J. M. Dudley, F. Gutty, S. Pitois, and G. Millot, *IEEE J. Quantum Electron.* **37**, 587 (2001).
[42] C. Finot, G. Millot, S. Pitois, C. Bille, and J. M. Dudley, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **10**, 1211 (2004).
[43] R. G. M. P. Koumans and A. Yariv, *IEEE J. Quantum Electron.* **36**, 137 (2000); *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 666 (2000).
[44] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems* (Wiley, New York, 2002).
[45] A. H. Gnauck and R. M. Jopson, *Optical Fiber Telecommunications III*, I. P. Kaminow and T. L. Koch, Eds. (Academic Press, San Diego, CA, 1997), Chap. 7.
[46] C. C. Chang, A. M. Weiner, A. M. Vengsarakar, and D. W. Peckham, *Opt. Lett.* **21**, 1141 (1996).
[47] S. Kawanishi, H. Takara, O. Kamatani, T. Morioka, and M. Saruwatari, *Electron. Lett.* **32**, 470 (1996).
[48] S. Kawanishi, H. Takara, T. Morioka, O. Kamatani, K. Takiguchi, T. Kitoh, and M. Saruwatari, *Electron. Lett.* **32**, 916 (1996).
[49] K. Takiguchi, S. Kawanishi, H. Takara, K. Okamoto, and Y. Ohmori, *Electron. Lett.* **32**, 755 (1996).
[50] C. C. Chang and A. M. Weiner, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 1455 (1997).
[51] C. C. Chang, H. P. Sardesai, and A. M. Weiner, *Opt. Lett.* **23**, 283 (1998).
[52] S. Shen and A. M. Weiner, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 827 (1999).
[53] T. Yamamoto, E. Yoshida, K. R. Tamura, K. Yonenaga, and M. Nakazawa, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12** 353 (2000).
[54] F. Futami, K. Taira, K. Kikuchi, and A. Suzuki, *Electron. Lett.* **35**, 2221 (1999).
[55] M. D. Pelusi, F. Futami, K. Kikuchi, and A. Suzuki, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 795 (2000).
[56] T. Yamamoto and M. Nakazawa, *Opt. Lett.* **26**, 647 (2001).

第 4 章 自相位调制

非线性光学介质中,介质的折射率与入射光的光强有关,这一现象可通过自相位调制(self-phase modulation,SPM)体现出来,它将导致光脉冲的频谱展宽[1~9]。SPM 是自聚焦的时域类比,自聚焦是连续光束的光斑在 $n_2>0$ 的非线性介质中变小的现象。SPM 最早是在 1967 年通过光脉冲在充满 CS_2 的盒中传输时的瞬态自聚焦观察到的[1]。1970 年,利用皮秒脉冲观察到了固体和玻璃中的 SPM。最早用来观察 SPM 的光纤的纤芯内充满了 CS_2[7],这项工作促使 Stolen 和 Lin 对石英纤芯光纤中的 SPM 进行了系统的研究[9]。作为光纤中非线性光学效应的一个简单例子,本章将讨论 SPM 效应。

4.1 节 考虑忽略 GVD 效应的纯 SPM 的情形,强调 SPM 感应的频谱变化。

4.2 节 讨论 GVD 效应对 SPM 的影响,并着重讨论 SPM 感应的频率啁啾。

4.3 节 介绍两种解析方法,并用来近似求解非线性薛定谔方程。

4.4 节 介绍高阶非线性效应,如自变陡及脉冲内喇曼散射等。

4.1 自相位调制感应频谱变化

光纤中自相位调制(SPM)的一般描述需要对 2.3 节得出的脉冲传输方程(2.3.43)求数值解。对于脉宽 $T_0>5$ ps 的脉冲,可以用更简单的方程(2.3.45)。若 GVD 效应对 SPM 的影响可以忽略,则方程(2.3.45)中的 β_2 项可设为零,方程可进一步简化。在 3.1 节中,通过引入长度尺度 L_D 和 L_{NL}[见式(3.1.5)],讨论了 GVD 可被忽略的条件。通常此条件为,脉冲宽度及峰值功率的选择应使 $L_D \gg L > L_{NL}$,这里 L 是光纤长度。式(3.1.7)表明,对于具有较高峰值功率的脉冲($P_0>1$ W),若其脉宽相对较宽($T_0>50$ ps),则 GVD 效应可以忽略。

4.1.1 非线性相移

利用式(3.1.3)定义的归一化振幅 $U(z,T)$,传输方程(3.1.4)在 $\beta_2=0$ 的极限条件下变为

$$\frac{\partial U}{\partial z}=\frac{ie^{-\alpha z}}{L_{NL}}|U|^2U \tag{4.1.1}$$

式中,α 代表光纤损耗,非线性长度 L_{NL} 定义为

$$L_{NL}=(\gamma P_0)^{-1} \tag{4.1.2}$$

式中,P_0 是峰值功率,γ 与非线性折射率系数 n_2 有关[见式(2.3.29)]。用 $U=V\exp(i\phi_{NL})$ 进行代换,并令方程(4.1.1)两边的实部和虚部分别相等,则有

$$\frac{\partial V}{\partial z}=0 \qquad \frac{\partial \phi_{NL}}{\partial z}=\frac{e^{-\alpha z}}{L_{NL}}V^2 \tag{4.1.3}$$

由于振幅 V 不沿光纤长度 L 变化,因此直接对相位方程进行解析积分,可以得到通解为

$$U(L,T)=U(0,T)\exp[i\phi_{NL}(L,T)] \tag{4.1.4}$$

式中,$U(0,T)$是 $z=0$ 处的场振幅,且

$$\phi_{\mathrm{NL}}(L,T)=|U(0,T)|^2(L_{\mathrm{eff}}/L_{\mathrm{NL}}) \tag{4.1.5}$$

式中,长度为 L 的光纤的有效长度为

$$L_{\mathrm{eff}}=[1-\exp(-\alpha L)]/\alpha \tag{4.1.6}$$

式(4.1.4)表明,SPM 产生与光强有关的相移,但脉冲形状不受影响。式(4.1.5)中的非线性相移ϕ_{NL}随光纤长度 L 的增大而增大。由于光纤的损耗,有效长度 L_{eff}比实际光纤长度 L 小一些。当光纤无损耗时,即 $\alpha=0$,则 $L_{\mathrm{eff}}=L$。最大相移$\phi_{\max}$出现在脉冲的中心,即 $T=0$ 处。因为 U 是归一化的,所以$|U(0,0)|=1$,因而

$$\phi_{\max}=L_{\mathrm{eff}}/L_{\mathrm{NL}}=\gamma P_0 L_{\mathrm{eff}} \tag{4.1.7}$$

非线性长度 L_{NL}的物理意义可从式(4.1.7)看出,它是$\phi_{\max}=1$ 时的有效传输距离。若取 1.55 μm 波长区的非线性参量的典型值 $\gamma=2\ \mathrm{W^{-1}/km}$,则当 $P_0=10$ mW 时,$L_{\mathrm{NL}}=50$ km;进一步增大 P_0,L_{NL}反而减小。

SPM 感应的频谱变化是ϕ_{NL}的时间相关性的直接结果,它可以这样理解,瞬时变化的相位意味着沿光脉冲有不同的瞬时光频率,距离中心频率 ω_0 的差值 $\delta\omega$ 为

$$\delta\omega(T)=-\frac{\partial\phi_{\mathrm{NL}}}{\partial T}=-\left(\frac{L_{\mathrm{eff}}}{L_{\mathrm{NL}}}\right)\frac{\partial}{\partial T}|U(0,T)|^2 \tag{4.1.8}$$

式中,负号是由于式(2.3.2)中选取了因子 $\exp(-i\omega_0 t)$的缘故。$\delta\omega$ 的时间相关性称为频率啁啾(frequency chirping)。这种由 SPM 感应的频率啁啾随传输距离的增大而增大,换句话说,当脉冲沿光纤传输时,新的频率分量在不断产生。对于无初始啁啾的脉冲,这些 SPM 产生的频率分量展宽了频谱,使之超过了 $z=0$ 处无啁啾脉冲的初始频谱宽度。

频率啁啾的定性特性取决于脉冲的形状。例如,考虑由式(3.2.24)给定的入射场为 $U(0,T)$ 的超高斯脉冲的情形,对于这样的脉冲,SPM 感应啁啾 $\delta\omega(T)$为

$$\delta\omega(T)=\frac{2m}{T_0}\frac{L_{\mathrm{eff}}}{L_{\mathrm{NL}}}\left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m-1}\exp\left[-\left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m}\right] \tag{4.1.9}$$

式中,$m=1$ 则对应于高斯脉冲。对于较大的 m 值,入射脉冲的前后沿变得很陡,脉冲近似为矩形。图 4.1 给出了高斯脉冲($m=1$)和超高斯脉冲($m=3$)在 $L_{\mathrm{eff}}=L_{\mathrm{NL}}$时的非线性相移$\phi_{\mathrm{NL}}$及 SPM 感应频率啁啾 $\delta\omega$ 沿脉冲的变化。由于式(4.1.5)中的ϕ_{NL}正比于$|U(0,T)|^2$,那么ϕ_{NL}的瞬时变化恒等于脉冲强度的瞬时变化。

图 4.1(b)所示的 SPM 感应啁啾 $\delta\omega$ 有几个有趣的特点:首先,$\delta\omega$ 在脉冲前沿附近是负的(红移),而在脉冲后沿附近则变为正的(蓝移);其次,在高斯脉冲一个较大的中央区域内,啁啾是线性的且是正的(上啁啾);第三,对于有较陡前后沿的脉冲,其啁啾显著增大;第四,与高斯脉冲不同,超高斯脉冲的啁啾仅发生在脉冲沿附近且不是线性变化的。主要一点是,啁啾沿光脉冲的变化在很大程度上取决于脉冲的确切形状。

4.1.2 脉冲频谱的变化

SPM 感应频率啁啾可以使频谱展宽,也可以使频谱变窄,这取决于入射脉冲的啁啾方式。若入射脉冲是无啁啾的,则 SPM 总是导致频谱展宽。我们首先考虑这种情况。从图 4.1 中的

$\delta\omega$ 峰值可估计出 SPM 感应频谱展宽的大小，更准确地说，可由式(4.1.9)求得 $\delta\omega$ 的最大值。令 $\delta\omega(T)$ 的时间导数为零，就可以得到最大值为

$$\delta\omega_{\max} = \frac{mf(m)}{T_0}\phi_{\max} \tag{4.1.10}$$

式中，$\phi_{\max}$ 由式(4.1.7)给出；$f(m)$ 定义为

$$f(m) = 2\left(1-\frac{1}{2m}\right)^{1-1/2m}\exp\left[-\left(1-\frac{1}{2m}\right)\right] \tag{4.1.11}$$

f 的数值仅仅随 m 的改变而稍有变化。当 $m=1$ 时，$f=0.86$，对于较大的 m 值，f 趋近于 0.74。为得出频谱展宽因子，需要知道脉宽 T_0 与初始谱宽 $\Delta\omega_0$ 的关系。对于无啁啾高斯脉冲，由式(3.2.17)可知，$\Delta\omega_0 = T_0^{-1}$，这里 $\Delta\omega_0$ 是 1/e 半宽度。则 $m=1$ 时的式(4.1.10)变为

$$\delta\omega_{\max} = 0.86\,\Delta\omega_0\phi_{\max} \tag{4.1.12}$$

它表明频谱展宽因子近似由最大相移 $\phi_{\max}$ 的数值给定。

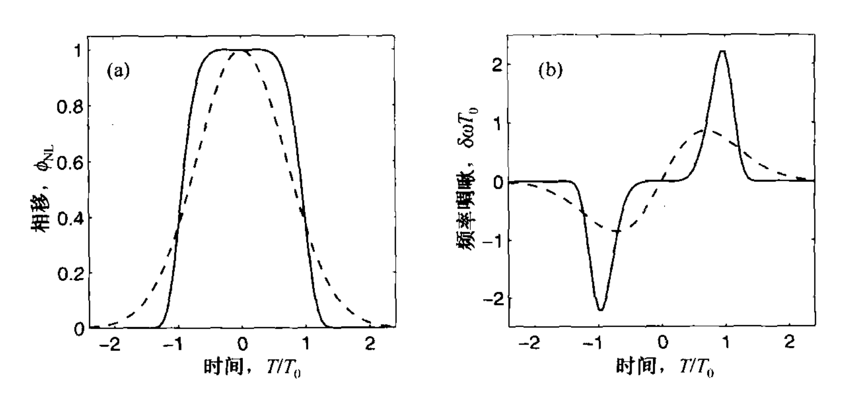


图 4.1　由 SPM 感应的高斯(虚线)和超高斯(实线)脉冲的(a) 相移 ϕ_{NL} 和(b) 频率啁啾 $\delta\omega$

对于超高斯脉冲，因为其频谱不是高斯形的，所以 $\Delta\omega_0$ 很难估计。但是，如果由式(3.2.24)得到上升时间 $T_r = T_0/m$，并假设 $\Delta\omega_0$ 近似等于 T_r^{-1}，那么式(4.1.10)表明超高斯脉冲的展宽因子仍近似由 $\phi_{\max}$ 给出。因为对于强脉冲或长光纤，$\phi_{\max}$ 趋近于 100 是可以实现的，所以 SPM 可使频谱极大展宽。对于较强的超短脉冲，特别是当 SPM 同时伴随着其他非线性过程，如受激喇曼散射和四波混频时，脉冲频谱可展宽到 100 THz 甚至更多，这种极端的频谱展宽有时称为超连续谱产生(supercontinuum generation)[4]。

脉冲频谱 $S(\omega)$ 的实际形状可通过对式(4.1.4)进行傅里叶变换，并利用 $S(\omega) = |\tilde{U}(L,\omega)|^2$ 得到

$$S(\omega) = \left|\int_{-\infty}^{\infty} U(0,T)\exp[i\phi_{NL}(L,T) + i(\omega-\omega_0)T]\,dT\right|^2 \tag{4.1.13}$$

通常，脉冲频谱不仅依赖于脉冲的形状，而且与脉冲的初始啁啾有关。图 4.2 给出了最大相移 $\phi_{\max}$ 取不同值时无啁啾高斯脉冲的频谱。对于给定的光纤长度，由式(4.1.7)可知，$\phi_{\max}$ 随峰值功率 P_0 线性增大，这样图 4.2 中的频谱演化可通过增加峰值功率由实验观察到。图 4.3 给出了氩离子激光器发射的近高斯脉冲($T_0 \approx 90$ ps)经芯径为 3.35 μm(参量 $V = 2.53$)的光纤传

输 99 m 后,实验观察到的频谱[9],频谱上标明了相应的ϕ_{max}值,以便于和图 4.2 的计算频谱比较。实验测得的频谱表现出不对称性,这是入射脉冲形状的不对称性造成的[9]。不过总体上讲,理论与实验还是符合得相当好。

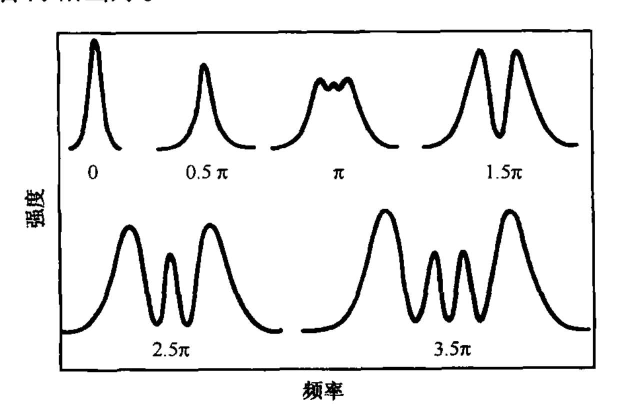


图 4.2 无啁啾高斯脉冲的 SPM 展宽频谱,图中标出了脉冲峰值处的最大相移ϕ_{max}[9]

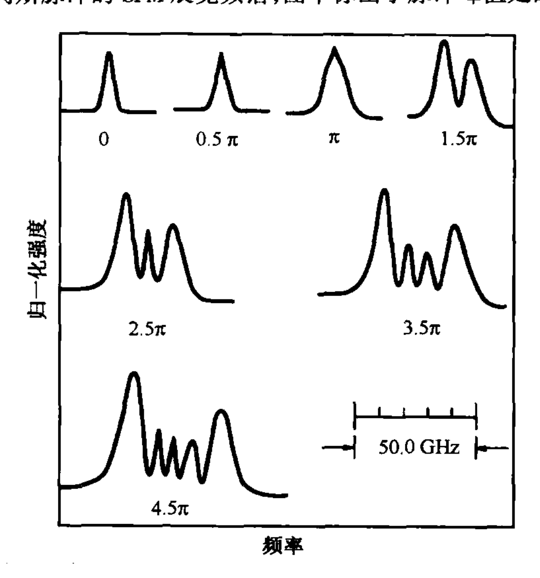


图 4.3 实验观察到的近高斯脉冲在 99 m 长光纤输出端的频谱,每条频谱下面标出了随峰值功率线性变化的最大相移ϕ_{max}[9]

图 4.2 和图 4.3 最显著的特征是,SPM 感应频谱展宽在整个频率范围内伴随着振荡结构。通常,频谱由许多峰组成,且最外面的峰强度最大,峰的个数取决于ϕ_{max}且随之线性增加。振荡结构的起因可参考图 4.1 来理解,图 4.1 给出了 SPM 感应频率啁啾的时间相关性。通常,同样大小的啁啾出现在两个不同的 T 值处,这表明脉冲在这两个不同点有相同的瞬时频率。定性地说,这两点代表具有相同频率但不同相位的两个波,根据它们的相对相位差可发生相长或相消干涉,脉冲频谱的多峰结构正是由于这种干涉造成的[1]。从数学意义上讲,对于式(4.1.13)中的傅里叶积分,具有相同啁啾的两 T 值处的贡献是主要的。由于这些贡献是复数量,其结果可能同相相长,也可能反相相消。实际上,可以用稳相法来得出适合于较大ϕ_{max}值的 $S(\omega)$的解析表达式。该表达式表明,在 SPM 展宽的频谱中,峰的个数 M 近似由如下关系式给定[3]:

$$\phi_{max} \approx (M - \tfrac{1}{2})\pi \tag{4.1.14}$$

若脉冲是无啁啾的，联立式(4.1.14)和式(4.1.12)，则可计算初始谱宽 $\Delta\omega_0$ 或脉宽 T_0[6]，此方法只有在$\phi_{\max} \gg 1$ 的情况下才比较精确。为更精确地量度频谱展宽，必须利用均方根谱宽 $\Delta\omega_{\rm rms}$，其定义为

$$\Delta\omega_{\rm rms}^2 = \langle(\omega-\omega_0)^2\rangle - \langle(\omega-\omega_0)\rangle^2 \tag{4.1.15}$$

式中，角括号表示在由式(4.1.13)给定的 SPM 展宽的频谱范围内的平均，更明确地说，

$$\langle(\omega-\omega_0)^n\rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty}(\omega-\omega_0)^n S(\omega)\,d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty}S(\omega)\,d\omega} \tag{4.1.16}$$

利用类似于 3.3 节中给出的过程，可得到高斯脉冲的频谱展宽因子[10]

$$\frac{\Delta\omega_{\rm rms}}{\Delta\omega_0} = \left(1+\frac{4}{3\sqrt{3}}\phi_{\max}^2\right)^{1/2} \tag{4.1.17}$$

式中，$\Delta\omega_0$ 是脉冲的初始均方根谱宽。

4.1.3　脉冲形状和初始啁啾的影响

如前面所述，若入射脉冲带有啁啾，则 SPM 展宽频谱的形状取决于入射脉冲的形状及初始啁啾[11~13]。图 4.4 比较了高斯脉冲($m=1$)和超高斯脉冲($m=3$)的频谱在 $10L_{\rm NL}$长度上的演化过程，它是将式(3.2.24)代入式(4.1.13)并进行数值积分得到的。在这两种情形下，都假定脉冲是无啁啾的($C=0$)，光纤损耗忽略不计($\alpha=0$)。两频谱之间的定性差别可参考图 4.1 来理解，图 4.1 给出了高斯和超高斯脉冲的 SPM 感应频率啁啾。对于超高斯脉冲，其频谱范围大约是高斯频谱的 3 倍，因为由式(4.1.10)给定的超高斯脉冲的最大啁啾大约是高斯脉冲的 3 倍。尽管图 4.4 中的两频谱都呈现出了多峰结构，但对于超高斯脉冲来说，大部分能量仍保留在中央峰内，这是由于在$|T|<T_0$ 时超高斯脉冲有近乎均匀的光强，结果图 4.1 中央区域的啁啾几乎为零。频率啁啾主要出现在前后沿附近，当前后沿变陡后，图 4.4 中的尾部覆盖的频率范围扩大，但同时其所携带的能量减少，这是因为啁啾发生在一个很小的时间间隔内。

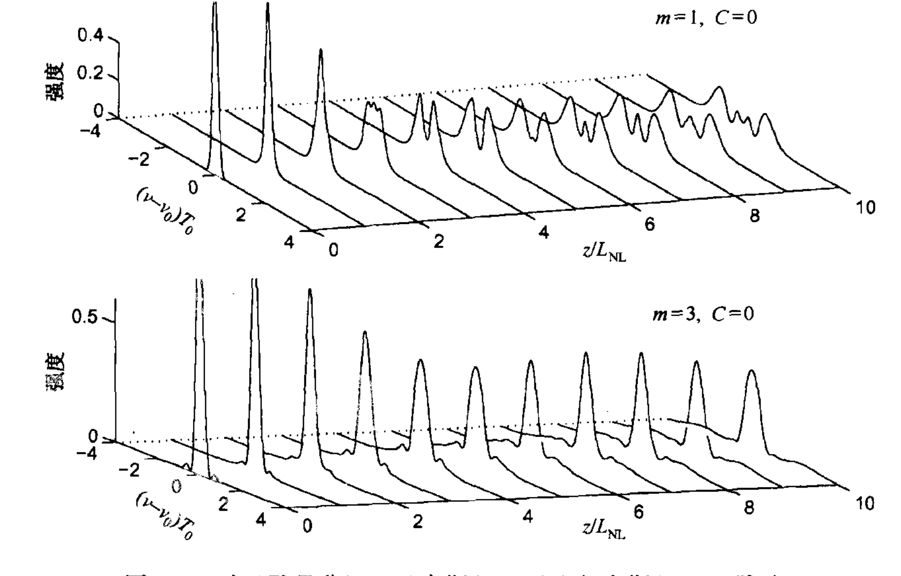


图 4.4　对于无啁啾($C=0$)高斯($m=1$)和超高斯($m=3$)脉冲，当光纤长度在0 ~ $10L_{\rm NL}$变化时SPM感应的频谱展宽



初始频率啁啾也能导致 SPM 展宽脉冲频谱的急剧变化,图 4.5 对此进行了说明,它给出了 $\phi_{max}=4.5\pi$时具有正、负啁啾参量 C 的高斯脉冲的频谱,显然啁啾参量的符号起关键作用。$C>0$ 时,频谱展宽增大,同时振荡结构变得不很明显,如图 4.5(b)所示;但是,正如图 4.5(c)和图 4.5(d)清楚表明的那样,SPM 会使负啁啾脉冲的频谱变窄(spectral narrowing)。当 $C=-20$ 时,频谱有一个中央主峰,并随 C 的减小而进一步变窄。这一特征可以由式(4.1.10)来理解,SPM 感应频率啁啾在高斯脉冲的中央部分是线性的且是正的(随 T 的增加频率也增大),图 4.1 表明了这一点。当 $C>0$ 时,它与初始啁啾叠加,导致振荡结构增强。当 $C<0$ 时,除脉冲沿附近外,两啁啾的符号相反,结果使净啁啾减小。如果在高斯脉冲中心附近采用近似$\phi_{NL}(t)\approx\phi_{max}(1-t^2/T_0^2)$,则 $C=-2\phi_{max}$时 SPM 感应的频率啁啾就几乎被抵消掉。这一近似关系为在给定的ϕ_{max}值下得到最窄频谱提供了粗略估算 C 值的方法。

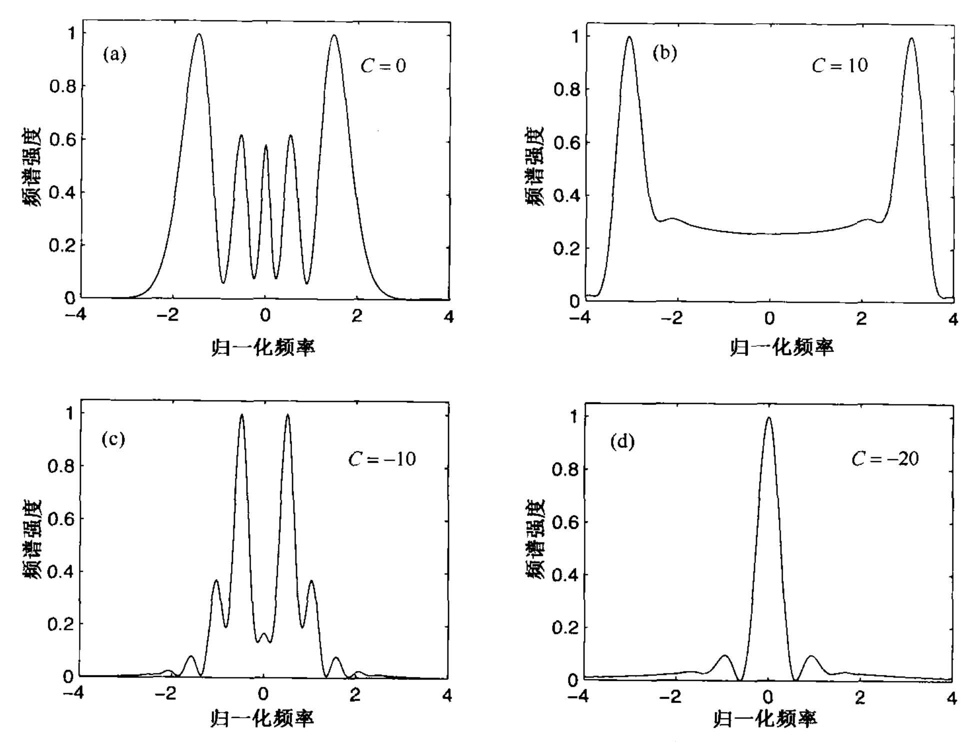


图 4.5　光纤长度和峰值功率满足$\phi_{max}=4.5\pi$ 且啁啾参量取不同值时高斯脉冲的输出频谱。与输入脉冲相比,$C>0$时频谱变宽而$C<0$时频谱变窄

SPM 感应的脉冲频谱窄化现象已在实验中观察到[11~13]。在 1993 年的一个实验中[11],工作在 0.8 μm 附近的锁模钛宝石激光器发出的 100 fs 脉冲在进入 48 cm 长光纤之前用一棱镜对使脉冲产生啁啾。当峰值功率较低时,输入脉冲 10.6 nm 的谱宽几乎不变;但随着峰值功率的增大,谱宽逐渐变窄;当峰值功率为 1.6 kW 时,谱宽减到 3.1 nm。对于一定的峰值功率,输出谱宽也随光纤长度变化。当峰值功率为 1 kW 时,谱宽在光纤长为 28 cm 时达到最小值 2.7 nm,而对于更长的光纤,频谱再次被展宽。在 2000 年的一个实验中[12],当 110 fs 的负啁啾脉冲通过 50 cm 长的光纤时,频谱从 8.4 nm 压缩到 2.4 nm。图 4.6 给出了在不同平均功率下测量到的脉冲频谱。利用 FROG(frequency-resolved optical gating,频率分辨光学门)方法证明,压缩频谱脉冲的相位沿整个脉冲包络确实保持不变。若适当调节峰值功率,这一特性可导致变换极限脉冲的形成。对实验数据的定量模拟则需考虑 GVD 效应,这部分内容将在 4.2 节中讨论。

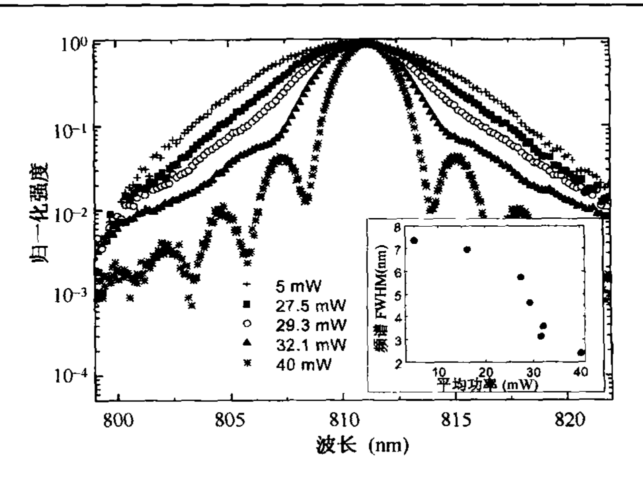


图4.6　当110 fs的负啁啾脉冲通过50 cm长光纤时观察到的输出频谱，插图给出了频谱的半极大全宽度(FWHM)随平均功率的变化[12]

4.1.4　部分相干效应

前面讨论的SPM感应的频谱变化仅对光脉冲才能够产生，因为从式(4.1.5)可以看到，非线性相移体现了脉冲形状在时域的变化。确实，对于连续波辐射，SPM感应啁啾[见式(4.1.8)]为零，这意味着连续光束在光纤中不发生任何频谱展宽，可是，这一结论的基础是假设入射光场是完全相干的。实际上，所有光束都是部分相干的，而激光束的相干度足够高，在大部分实际情况中部分相干的影响都可以忽略。例如，只要激光束的相干时间 T_c 远大于脉冲宽度 T_0，SPM感应的光脉冲频谱展宽就几乎不受激光光源的部分时间相干的影响。

当相干时间比脉冲宽度更短时，必须考虑部分相干的影响[14-21]。当连续光束在光纤中传输时，SPM也能导致频谱展宽，这种展宽的物理原因可以这样理解：部分相干光的强度和相位存在起伏，SPM将强度的起伏转变成附加的相位起伏[见式(4.1.5)]，并使频谱展宽。或者说，当连续光束在光纤中传输时，SPM不断减小相干时间 T_c，使其相干性越来越低。

光纤输出端部分相干光的频谱可由维纳-欣钦(Wiener-Khintchine)定理得到[22]，

$$S(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}\Gamma(z,\tau)\exp(i\omega\tau)\,\mathrm{d}\tau \tag{4.1.18}$$

式中，相干函数 $\Gamma(z,\tau)$ 定义为

$$\Gamma(z,\tau)=\langle U^*(z,T)U(z,T+\tau)\rangle \tag{4.1.19}$$

光纤中距离 z 处的光场 $U(z,T)$ 由式(4.1.4)给出，角括号表示对整个入射光场 $U(0,T)$ 起伏的总平均。$U(0,T)$ 的统计特性取决于光源，对激光光源和非激光光源一般有很大不同。

对于热源来说，$U(0,T)$ 的实部和虚部均为高斯分布，式(4.1.19)的平均可解析求出。尽管通常在非线性光学实验中用到的激光光源与热源相差甚远，但考虑热场的情形仍具有指导意义。在这种特殊情形下，式(4.1.19)中的相干函数可按下式演化[15]：

$$\Gamma(Z,\tau)=\Gamma(0,\tau)[1+Z^2(1-|\Gamma(0,\tau)|^2)]^{-2} \tag{4.1.20}$$

式中，$Z=L_{\text{eff}}/L_{\text{NL}}$ 是归一化传输距离。对于完全相干场，$\Gamma(0,\tau)=1$。式(4.1.20)表明，这样的场在光纤中传输时能保持完全相干特性；与之相反，部分相干场在光纤中传输时其相干性逐渐降低。这种相干性劣化可理解为SPM将强度起伏转变成附加的相位起伏，从而使相干性降低。

将式(4.1.20)代入式(4.1.18)中可以得到频谱。对于一些特殊情形,积分可解析求出[14],但一般需要数值方法赋值(例如用 FFT 算法)。作为一个例子,图 4.7 给出了当输入相干函数是高斯形时,即

$$\Gamma(0,\tau)=\exp[-\tau^2/(2T_c^2)] \tag{4.1.21}$$

其在几个不同传输距离处的频谱,式中 T_c 是入射场的相干时间。正如所预期的,相干时间伴随着 SPM 感应的频谱展宽而缩短。在光传输的距离等于非线性长度 L_{NL} 之前,频谱几乎没有展宽,但是在 $Z=5$ 处,频谱约展宽了 8 倍。与图 4.2 所示的完全相干脉冲的情形比较,其频谱形状有根本的区别,特别值得注意的是未出现多峰结构。

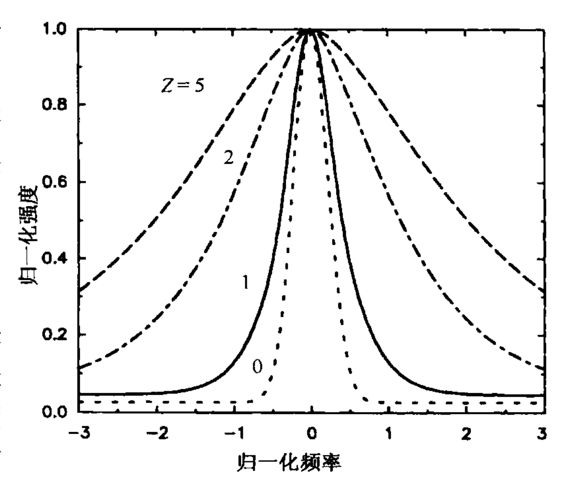


图 4.7　对不同 Z 值,部分相干连续光的自相位调制感应的频谱展宽,标识 $Z=0$ 的曲线表示输入高斯频谱

人们也许会问,SPM 感应的光脉冲频谱展宽是如何受光源的部分相干性的影响的。数值模拟表明,当相干时间与脉冲宽度相当或小于脉冲宽度时,图 4.2 中的多峰结构的每一个峰开始展宽,结果原来分立的峰开始融合在一起。对于相干时间非常短的极限情况,多峰结构完全消失,频谱展宽的特征与图 4.7 所示的相似。使用受激喇曼散射(见第 8 章)作为部分相干光的源[16],已在 1991 年的一个实验中首次观察到 SPM 感应的相干性劣化及相关的频谱展宽。在该实验中,输出脉冲的相干时间低于原值的 2/5。

4.2　群速度色散的影响

4.1 节讨论的 SPM 效应真实地描述了脉冲在光纤中的传输行为,但它只适用于脉宽较大($T_0>50$ ps)的脉冲,即脉冲的色散长度 L_D 较光纤长度 L 及非线性长度 L_{NL} 大得多。当脉冲变短并且其色散长度与光纤长度相当时,就需要考虑 GVD 和 SPM 的联合作用[8]。GVD 和 SPM 之间的互作用产生了一些新的特点:在光纤的反常色散区,这两种现象共同作用的结果导致了光纤中光孤子的形成,有关这方面的内容将在第 5 章中讨论。在光纤的正常色散区,SPM 和 GVD 的联合作用已在光脉冲压缩方面得到了应用。本节将在同时考虑 SPM 和 GVD 效应的情况下,讨论它们对脉冲形状和频谱的影响[23~34]。

4.2.1　脉冲演化

出发点是非线性薛定谔方程(2.3.45)或方程(3.1.4),后者能写成如下归一化的形式:

$$i\frac{\partial U}{\partial \xi}=\operatorname{sgn}(\beta_2)\frac{1}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2}-N^2\mathrm{e}^{-\alpha z}|U|^2U \tag{4.2.1}$$

式中,ξ 和 τ 分别为归一化距离变量和时间变量,定义为

$$\xi=z/L_D \qquad \tau=T/T_0 \tag{4.2.2}$$

参量 N 定义为

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} \equiv \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \tag{4.2.3}$$

N 的物理意义在第 5 章中将更为明了,这一无量纲参量的实际意义是,对于某一特定的 N 值,得出的方程(4.2.1)的解适用于多种实际情形,这可以通过式(4.2.3)来换算。例如,若选取 $T_0 = 1$ ps, $P_0 = 1$ W 时满足 $N = 1$,则当 $T_0 = 10$ ps, $P_0 = 10$ mW 或 $T_0 = 0.1$ ps, $P_0 = 100$ W 时,由式(4.2.3)知亦有 $N = 1$。由式(4.2.3)易知,N 决定着在脉冲演化过程中究竟是 SPM 还是 GVD 效应起主要作用。当 $N \ll 1$ 时,GVD 起主要作用;而当 $N \gg 1$ 时,则 SPM 起主要作用;当 $N \approx 1$ 时,GVD 和 SPM 起同样重要的作用。在方程(4.2.1)中,$\mathrm{sgn}(\beta_2) = +1$ 还是 -1 取决于 GVD 是正值($\beta_2 > 0$)还是负值($\beta_2 < 0$)。2.4.1 节中的分步傅里叶法能用来数值求解方程(4.2.1)。

图 4.8 给出了在光纤的正常色散区内,无初始啁啾高斯脉冲的脉冲形状和频谱在 $N = 1$, $\alpha = 0$ 的情况下的演化过程。其定性行为与 GVD 或 SPM 单独作用的结果有明显的差异,特别是,与 $N = 0$(无 SPM 效应)的情形相比,脉冲展宽速度要快得多。这可以通过 SPM 产生的在脉冲前沿附近红移而在后沿附近蓝移的新的频率分量来理解:由于在正常色散区内,红移分量比蓝移分量传输得快,因此与仅由 GVD 感应的脉冲展宽相比, SPM 导致脉冲展宽的速度加快;其次,由于此时 SPM 感应的相移ϕ_{NL}小于脉冲形状保持不变时的相移,它反过来也影响频谱展宽。确实,在不考虑 GVD 效应,且当 $z = 5L_D$, $\phi_{max} = 5$ 时,预计会出现两个谱峰,而在图 4.8 中,当 $z/L_D = 5$ 时只有一个谱峰,这表明由于脉冲展宽使有效ϕ_{max}小于 π。

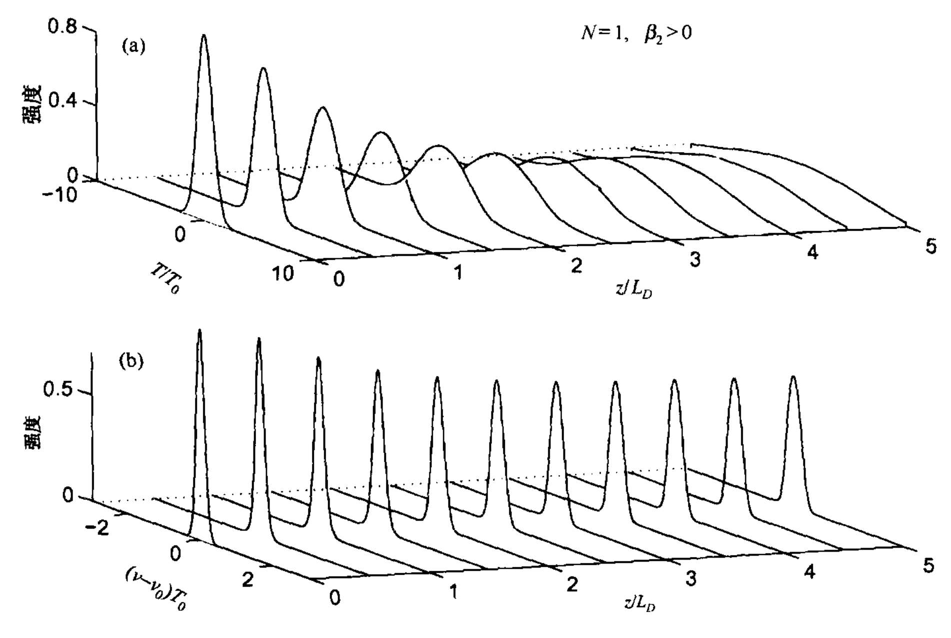


图 4.8　参量 $N = 1$ 的无初始啁啾高斯脉冲在光纤的正常色散区($\beta_2 > 0$)传输时,在 $z = 5L_D$ 上脉冲形状和频谱的演化

若脉冲在光纤的反常色散区传输,情况就不同了。图 4.9 给出了除 GVD 参量符号相反外($\beta_2 < 0$),其余条件与图 4.8 中的相同的情况下脉冲的形状和频谱。开始时脉冲的展宽速度远小于无 SPM 的情形,而当 $z > 4L_D$ 时基本达到了稳定态,同时频谱窄化,而不是预期的在无 GVD 时 SPM 感应的频谱展宽。这一行为可通过式(4.1.9)给定的 SPM 感应啁啾是正的,而 $\beta_2 < 0$ 时由式(3.2.14)给出的色散感应啁啾是负的来理解。当 $L_D = L_{NL}$($N = 1$)时,这两种啁啾的贡献在高

斯脉冲的中心附近基本上相互抵消了。脉冲在传输过程中通过调整自身形状,尽可能使这两种相反的啁啾完全抵消。这样,GVD 和 SPM 共同作用来维持无啁啾脉冲。上述情形对应孤子的演化过程,高斯脉冲的最初展宽是由于高斯曲线并非基阶孤子的特征形状。事实的确如此,若把输入脉冲选为双曲正割形[见 $C=0$ 时的式(3.2.22)],则脉冲在传输过程中其形状和频谱均保持不变。当输入脉冲形状偏离双曲正割形时,GVD 和 SPM 的联合作用使脉冲整形,演化成图 4.9 所示的双曲正割脉冲,有关这方面的问题将在第 5 章中详细讨论。

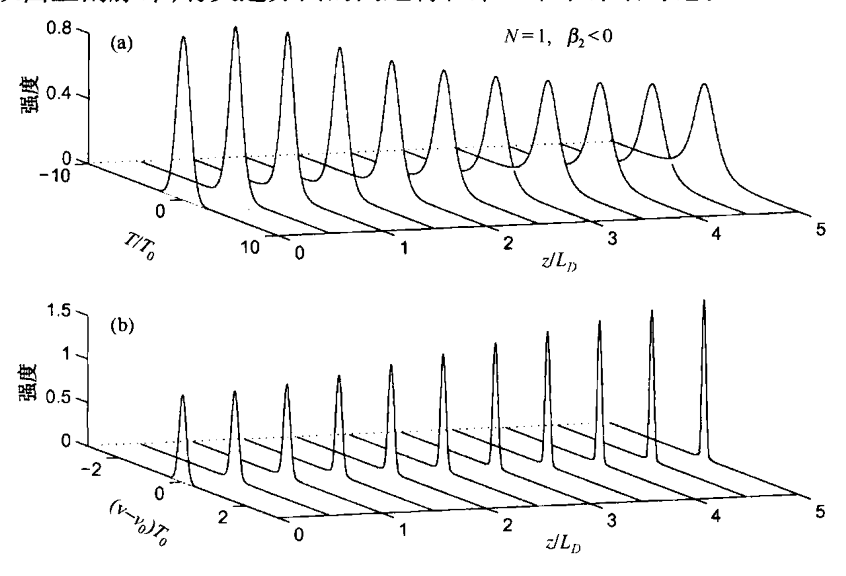


图 4.9 与图 4.8 有相同条件的高斯脉冲在光纤的反常色散区($\beta_2<0$)传输时,其脉冲形状和频谱的演化

4.2.2 展宽因子

图 4.8 和图 4.9 表明,SPM 的主要作用是改变了仅由 GVD 感应的脉冲展宽的速度。图 4.10 所示为 $N=1$ 的无啁啾高斯脉冲在光纤中传输时,脉冲展宽因子 σ_p/σ_0 随 z/L_D 的变化关系,这里 σ 是由式(3.2.26)定义的脉冲均方根宽度,σ_0 是其初始值。为了便于比较,图中用虚线给出了不考虑 SPM 效应($N=0$)时的展宽因子。由图可见,SPM 在正常色散区加快了脉冲展宽速度,而在反常色散区则减慢了脉冲展宽速度。当 $\beta_2<0$ 时,脉冲展宽速度的减慢对于采用零色散波长在 1.3 μm 附近的标准光纤传输和 $\beta_2\approx-20\ \mathrm{ps^2/km}$ 的 1.55 μm 光通信系统是有利的。这种系统的性能受色散的限制,对于 $C=-5$ 的啁啾脉冲,其比特率-距离积一般小于 100 Gbps·km。现已证明[29],把入射脉冲的峰值功率提高到 20 ~ 30 mW,比特率-距离积几乎能提高一倍,这是由于在 $\beta_2<0$ 的情况下,SPM 使脉冲窄化(见图 4.9)的结果。

为研究 GVD 和 SPM 的联合效应,通常需要对方程(4.2.1)求数值解。然而,即便是脉冲宽度的近似解析式,对于了解脉冲展宽速度与各种物理参量的函数关系也是有益的。现在已有几种方法对方程(4.2.1)求近似解[35~42]。其中变分法早在 1983 年就已用到[35],另一种所谓的矩方法(moment method)[40~42]也成功用于求解方程(4.2.1)。这两种方法将在 4.3 节中讨论,它们假设脉冲在光纤中传输时能够保持一定形状,尽管其振幅、相位、宽度和啁啾随传输距离 z 变化。矩方法的一个变形是将光纤损耗的影响考虑在内,这样不仅可以预测脉冲宽度,而且还能够预测频谱宽度和频率啁啾[41]。

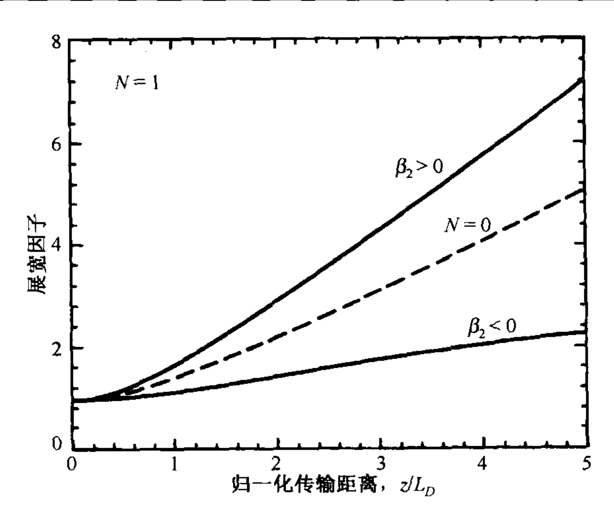


图 4.10　正常($\beta_2>0$)和反常($\beta_2<0$)GVD 情况下高斯脉冲的展宽因子，在这两种情况下 N 均为1，虚线表示无SPM($N=0$)的情况

另一种不同的方法是[38]，首先在忽略 GVD 效应的条件下求解 NLS 方程，把所得结果作为初始条件，再对忽略 SPM 效应下的方程(4.2.1)求解。此方法类似于 2.4 节中的分步傅里叶法，只不过其步长等于光纤长度。均方根脉宽可按 3.3 节中讨论的方法解析求出，当无啁啾高斯脉冲在长度为 L 的光纤的输入端入射时，其展宽因子为[38]

$$\frac{\sigma}{\sigma_0}=\left[1+\sqrt{2}\phi_{\max}\frac{L}{L_D}+\left(1+\frac{4}{3\sqrt{3}}\phi_{\max}^2\right)\frac{L^2}{L_D^2}\right]^{1/2}\tag{4.2.4}$$

式中，$\phi_{\max}$ 为式(4.1.7)给出的 SPM 感应的最大相移。此表达式对于 $\phi_{\max}<1$ 的情形相当精确。

还有一种方法是对方程(4.2.1)在频域内求解[39]。这种谱方法表明，SPM 可被视为四波混频过程[25]，在此过程中两个泵浦光子湮灭，产生了两个频率分别向蓝端和红端位移的光子，这些新产生的频谱分量导致了 SPM 感应的脉冲频谱展宽。SPM 谱的振荡结构是由四波混频的相位匹配要求造成的(见第 10 章)。尽管描述频谱分量演化的方程通常需要求数值解，但若假设脉冲形状不发生显著变化，在一些情形下也能解析求解。

4.2.3　光波分裂

方程(4.2.1)表明，当 $N\gg 1$ 时，SPM 相对 GVD 占主导地位，至少在脉冲演化的初期是这样的。实际上，通过引入一个新的长度量 $Z=N^2\xi=z/L_{\rm NL}$，方程(4.2.1)可以写为

$$i\frac{\partial U}{\partial Z}-\frac{d}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2}+|U|^2U=0\tag{4.2.5}$$

这里光纤损耗忽略不计，$d=\beta_2/(\gamma P_0 T_0^2)$ 是一个小参量。利用变换

$$U(z,T)=\sqrt{\rho(z,T)}\exp\left(i\int_0^T v(z,T)\,\mathrm{d}T\right)\tag{4.2.6}$$

方程(4.2.5)描述的脉冲传输问题近似简化为流体动力学问题，变量 ρ 和 v 分别相当于流体密度和速度[43]，在光学范畴，这些变量代表脉冲的功率和啁啾分布。对于方形脉冲，脉冲传输问题完全等同为一个与"溃坝"有关的问题，并可以用解析方法求解。这个解对采用非归零(nonreturn-to-zero，NRZ)码格式的光波系统非常有用，它能提供相当丰富的物理图像[44~46]。

近似解尽管比较有用,但不能用它解释光波分裂(optical wave breaking)现象[47~53]。可以证明,即使 N 很大,GVD 也不能作为微扰处理,其原因是,由于大量的 SPM 感应频率啁啾作用于脉冲,即使较弱的色散效应也会引起显著的脉冲整形。在正常色散($\beta_2>0$)情形下,脉冲的前后沿变陡,近似为矩形,同时在整个宽度上伴随着线性啁啾[23],而正是此线性啁啾,使脉冲在通过色散延迟线时得到压缩。

GVD 感应的脉冲整形在脉冲演化中有另外的作用,由于方程(4.2.1)中的二阶导数在脉冲沿附近变大,GVD 感应脉冲整形增加了 GVD 的重要性,结果脉冲在其前后沿附近演化成精细结构。图 4.11 给出了 $N=30$ 时无初始啁啾高斯脉冲在时域和频域的演化过程,振荡结构在 $z/L_D=0.06$ 处就已在脉冲沿附近出现了。随着 z 的进一步增大,引起了脉冲尾部的展宽。振荡结构在很大程度上取决于脉冲形状,图 4.12 给出了无啁啾双曲正割脉冲在 $z/L_D=0.08$ 处的脉冲形状和频谱。一个明显的特征是脉冲沿附近的快速振荡总是伴随着频谱中的边带。频谱的中央多峰结构也因 GVD 而有相当大的改变,尤其是谷点没有 SPM 单独作用时那样深。

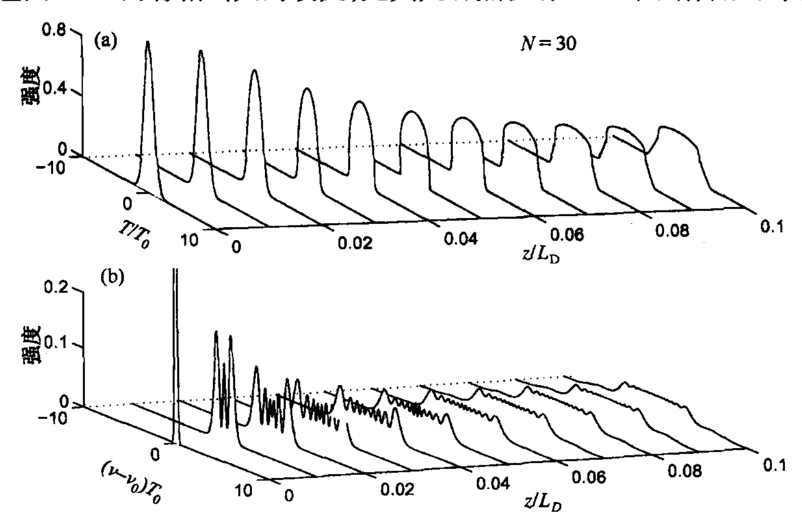


图 4.11　$N=30$ 的无初始啁啾高斯脉冲在光纤的正常色散区传输时,在传输距离 $z=0.1L_D$ 上的(a)时域和(b)频域演化

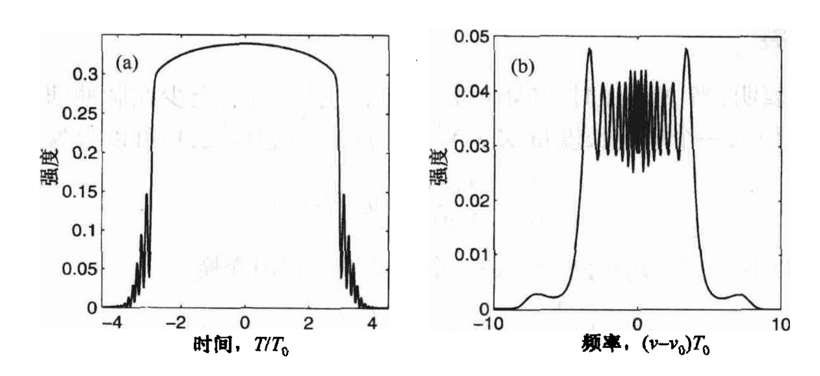


图 4.12　$N=30$ 的无初始啁啾双曲正割脉冲在 $z=0.08L_D$ 处的(a)形状和(b)频谱,脉冲沿附近的频谱边带和时域中的精细结构是光波分裂的结果

脉冲沿附近时域振荡的物理起因与光波分裂现象有关[47]。当脉冲在光纤中传输时,GVD 和 SPM 都使脉冲产生频率啁啾,但从式(3.2.14)和式(4.1.9)可以看到,尽管 GVD 感应啁啾在

时间上是线性的，但 SPM 感应啁啾沿整个脉冲却远非线性的。由于复合啁啾的非线性特性，脉冲的不同部分以不同的速度传输[52]，特别是在正常色散区（$\beta_2 > 0$），脉冲前沿附近的红移光传输较快，超越了脉冲前尾部的非红移光；脉冲后沿附近的蓝移光则正好相反。在这两种情形下，脉冲前后沿附近各包含了两种不同频率的光，它们之间发生干涉，图 4.11 中脉冲前后沿附近的振荡正是这种干涉的结果。

光波分裂现象也可理解为四波混频过程（见第 10 章）。在脉冲的尾部，两个不同频率 ω_1 和 ω_2 的非线性混频产生了两个新的频率，分别为 $2\omega_1 - \omega_2$ 和 $2\omega_2 - \omega_1$，图 4.12 中的频谱边带就代表了这些新的频率分量，脉冲前后沿附近的时域振荡和频谱边带是同一现象的不同表现形式。值得注意的是，在反常 GVD 区不发生光波分裂，原因是脉冲的红移部分赶不上快速移动的前尾部，反而是脉冲尾部的能量发散，从而产生一个基座[52]。

图 4.11 和图 4.12 中的结果是在脉冲无初始啁啾（$C = 0$）的前提下给出的，但从实际激光光源发射的脉冲常常是带啁啾的，而啁啾参量 C 的符号和大小的不同会导致截然不同的演化图样[49]。图 4.13 给出了 $N = 30$，$C = 20$ 的啁啾高斯脉冲的形状和频谱。与图 4.12 相比，图 4.13 中的脉冲形状和频谱有了显著不同，表明初始啁啾能在很大程度上改变脉冲的传输特性。对于一个初始啁啾脉冲，其形状近似变成三角形而非矩形，同时频谱的两个边翼中出现振荡结构，而中央类似于 SPM 的频谱结构（对于无啁啾脉冲的情况见图 4.12）已基本消失。脉冲形状和频谱的这些变化可以定性地理解为初始正啁啾与 SPM 感应啁啾叠加的结果，因而对于啁啾脉冲，提前发生光波分裂。脉冲演化对光纤损耗也很敏感，为在理论和实验方面进行切合实际的比较，在数值模拟中需同时考虑啁啾和损耗。

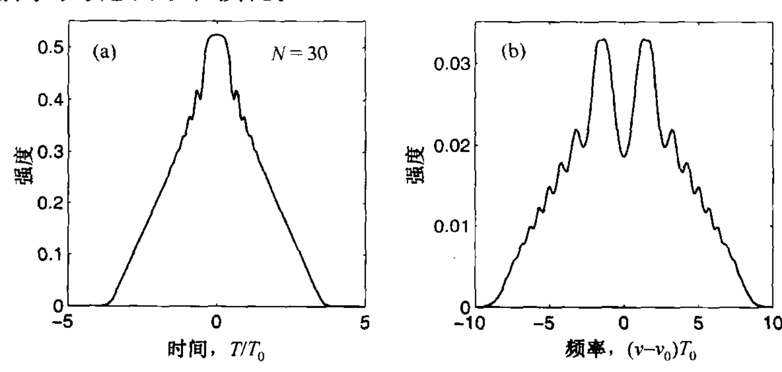


图 4.13 啁啾参量 $C = 20$ 的高斯脉冲在 $z = 0.08L_D$ 处的 (a) 形状和 (b) 频谱，输入峰值功率对应 $N = 30$

4.2.4 实验结果

光纤中 GVD 和 SPM 的联合效应最早是通过将锁模染料激光器发射的波长为 587 nm、脉宽（指的是 FWHM）为 5.5 ps 的激光脉冲在光纤中传输 70 m 的实验中观察到的[23]。对于峰值功率为 10 W（$N \approx 7$）的输入脉冲，输出脉冲近似为矩形且有正的线性啁啾。由于脉冲太短无法直接测量，脉冲形状是由自相关测量结果推测出来的（见 3.3.4 节）。在后来的实验中[26]，将工作在 1.06 μm 波长的 Nd:YAG 激光器发射的宽得多（FWHM ≈ 150 ps）的脉冲在光纤中传输了 20 km。当输入脉冲的峰值功率从 1 W 增加到 40 W 时（对应的 N 值范围为 20 ~ 150），输出脉冲被展宽，变得近似为矩形，然后在其前后沿附近出现了亚结构，其演化图样与图 4.11 类似。对于如此长的光纤，就需要考虑光纤损耗的影响，实验结果确实与方程（4.2.1）的预期非常一致。

光波分裂的证据可以从下面的实验中看出[47],倍频 Nd:YAG 激光器发射的波长为 532 nm、峰值功率为 235 W 的 35 ps(指的是 FWHM)脉冲,经保偏光纤传输了 93.5 m。图 4.14 给出了实验中观察到的输出脉冲的频谱,尽管在此实验中 $N\approx173$,输出脉冲的频谱与图 4.12 所示频谱之间在形式上的相似性还是显而易见的。实际上,光波分裂现象是在试图解释图 4.14 中的边带时发现的。在 1988 年的一个实验中[50],用条纹相机和摄谱仪结合起来直接测量脉冲的频率啁啾,发现光波分裂的频谱边带确实和脉冲前后沿附近新频率的产生有关。在后来的实验中[51],用具有亚皮秒分辨率的互相关技术直接观察到光脉冲前后沿的快速振荡,实验结果与方程(4.2.1)的预期极为一致。

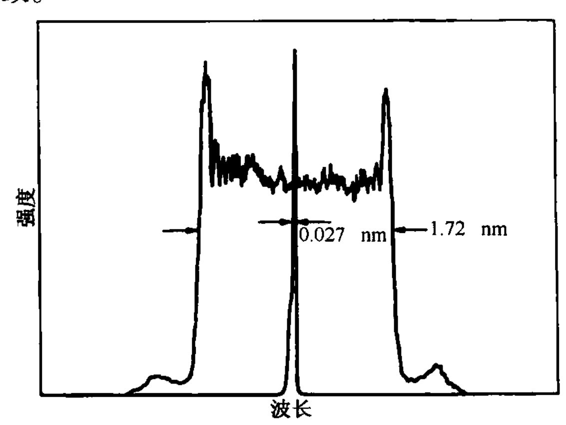


图 4.14 35 ps 输入脉冲的输出频谱表明,SPM 感应了频谱展宽,为方便比较,也给出了初始脉冲频谱[47]

4.2.5 三阶色散效应

若光波波长 λ_0 在零色散波长 λ_D 附近,则 $\beta_2\approx0$,这时必须将三阶色散效应(third-order dispersion,TOD)对 SPM 感应频谱展宽的影响考虑在内[54~63]。令方程(2.3.43)中的 $\beta_2=0$,并忽略高阶非线性项就得到了其对应的传输方程。若通过式(3.3.6)引入色散长度 L'_D,并定义归一化距离 $\xi'=z/L'_D$,可得

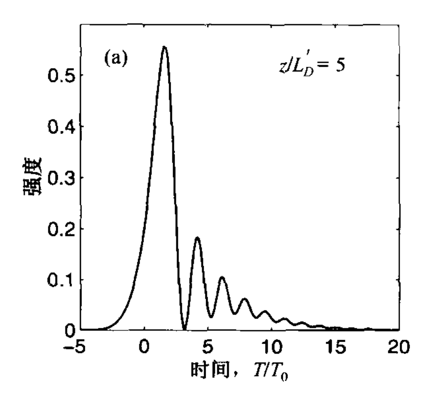
$$i\frac{\partial U}{\partial\xi'}=\mathrm{sgn}(\beta_3)\frac{i}{6}\frac{\partial^3U}{\partial\tau^3}-\bar{N}^2\mathrm{e}^{-\alpha z}|U|^2U \tag{4.2.7}$$

式中,

$$\bar{N}^2=\frac{L'_D}{L_{\mathrm{NL}}}=\frac{\gamma P_0T_0^3}{|\beta_3|} \tag{4.2.8}$$

与方程(4.2.1)相似,参量 $\bar{N}$ 决定了脉冲演化过程中 TOD 和 SPM 效应哪个更重要。当 $\bar{N}\ll1$ 时,TOD 起主要作用,而当 $\bar{N}\gg1$ 时,SPM 起主要作用。方程(4.2.7)亦可用 2.4.1 节的分步傅里叶法数值求解。在下面的讨论中假定 $\beta_3>0$,并忽略光纤损耗,即 $\alpha=0$。

图 4.15 给出了在 $\bar{N}=1$ 的情况下,无初始啁啾高斯脉冲在 $\xi'=5$ 处的形状和频谱。此脉冲形状应与图 3.6 中无 SPM 效应($\bar{N}=0$)时的脉冲形状对照起来看,SPM 效应增加了脉冲后沿附近振荡峰的数量,同时振荡谷点的强度不为零。图 4.15 中 TOD 对频谱的影响也很明显,在无 TOD 效应的情况下,由于图 4.15 中所取参量值满足$\phi_{\max}=5$,其频谱也出现了两个对称的峰(与图 4.2 所示$\phi_{\max}=1.5\pi$ 的情形类似)。TOD 效应导致了频谱的不对称性,但没有影响其双峰结构,这一结果与图 4.8 所示的正常色散情况下 GVD 阻碍频谱分裂形成了鲜明对比。



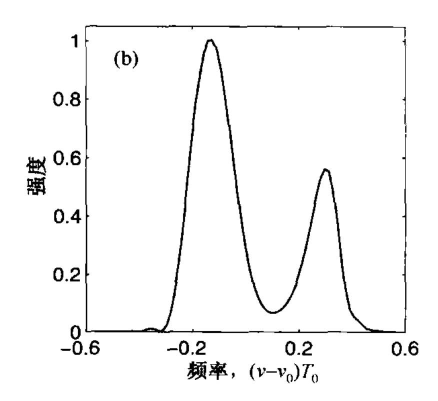
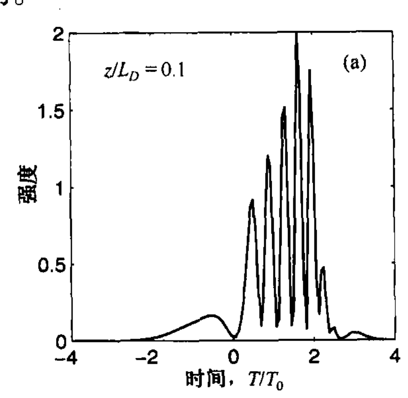


图 4.15 参量 $\bar{N}=1$ 的无初始啁啾高斯脉冲在严格零色散波长处传输时，在 $z=5L_D'$ 处的(a) 脉冲形状和(b) 频谱

对于更大的 $\bar{N}$ 值，脉冲演化显示出不同的定性特点。例如，图 4.16 给出了 $\bar{N}=10$ 的无初始啁啾高斯脉冲在 $\xi'=0.1$ 处的形状和频谱，脉冲演化成具有深度调制的振荡结构。由于快速的时间变化，方程(4.2.7)中的三阶导数在局部变得较大，TOD 效应对脉冲在光纤中的传输更为重要。此频谱图中最值得注意的特征是，脉冲能量集中在两个频带中，这是所有 $\bar{N}\geqslant 1$ 时的脉冲所共有的特性。由于有一个频带位于光纤的反常色散区，此频带的能量能形成孤子[62]，另一个位于光纤正常色散区内的频带的能量随脉冲的传输将被色散掉。与孤子有关的特性将在第 5 章中进一步讨论，需要指出的一个要点是，由于 SPM 感应频谱展宽，即使一开始 $\beta_2\approx 0$，脉冲也不会真正在零色散波长传输。实际上，脉冲通过 SPM 将产生其自身的 β_2。粗略地说，β_2 的有效值为

$$|\beta_2|\approx\beta_3|\delta\omega_{\max}/2\pi| \tag{4.2.9}$$

式中，$\delta\omega_{\max}$是由式(4.1.10)给出的最大啁啾。从物理意义上讲，β_2 是由 SPM 展宽频谱中最外面的主峰决定的。



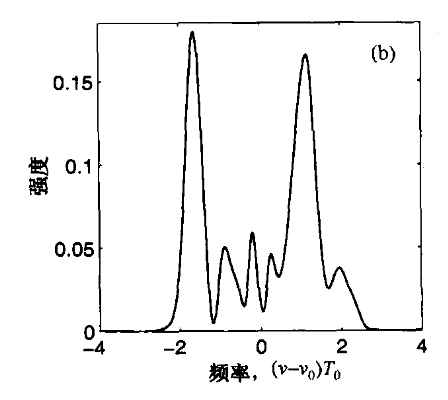


图 4.16 $\bar{N}=10$，$z/L_D'=0.1$，其余条件与图 4.15 相同的脉冲的(a) 形状和(b) 频谱

在色散管理光纤链路中，β_2 的值在局部较大，但平均值接近于零。在这样的光纤链路中，TOD 效应起重要作用，尤其是对于较短的光脉冲[64]。频域和时域的演化取决于色散补偿光纤是置于标准光纤之前还是之后，即采用的是预补偿还是后补偿。对于后补偿情形，由于 TOD 的影响，脉冲演化成振荡尾并且频谱变窄，这些特征已通过 0.4 ps 脉冲在 2.5 km 长的色散补偿光纤链路中的传输实验得到验证。

4.2.6 光纤放大器中的SPM效应

在光纤放大器中,输入光场随着在光纤中的传输而得到放大。对于连续光输入,假设增益未达到饱和,则输入功率以因子 $G=\exp(gL)$按指数方式增大,其中 L 是放大器长度,g 是增益系数。对于光脉冲输入,由于脉冲能量按指数形式增加,因此SPM效应变强。若用 $-g$ 代替式(4.2.1)中的损耗参量 α,则可以清楚地看到这一点。在不考虑色散的情况下,4.1节中的结果仍然有效,但式(4.1.7)中的有效长度定义为 $L_{\text{eff}}=[\exp(gL)-1]/g$,可能比实际的放大器长度 L 大得多,这取决于 gL 值。结果,放大器中SPM感应的频谱展宽和放大器增益有关,并被显著增强。

当考虑色散效应时,放大的影响取决于GVD的特性(即正常色散还是反常色散)。若 N 接近1,则在反常色散区,脉冲被放大的同时亦开始被压缩[65],原因和脉冲传输的孤子特性有关(见第5章)。由于脉冲被放大,仅当脉宽 T_0 同步地减小时,才能维持 $N\approx1$。在正常色散区,当 $g=0$ 时脉冲迅速展宽,但当 $g>0$ 时,脉冲渐近地演化成近抛物线形,同时保持线性啁啾特性,这一点已经得到证明[66~71]。实际上,如果令非线性薛定谔方程(3.1.1)中的 $\alpha=-g$,则可用解析方法得到以下形式的渐近解[66]:

$$A(z,T)=A_p(z)[1-T^2/T_p^2(z)]\exp[i\phi_p(z,T)] \tag{4.2.10}$$

上式在 $|T|\leqslant T_p(z)$时成立;若 $|T|>T_p(z)$,则 $A(z,T)=0$。脉冲振幅 A_p 和宽度 T_p 及相位 ϕ_p 与光纤参量的关系为

$$A_p(z)=\tfrac{1}{2}(gE_0)^{1/3}(\gamma\beta_2/2)^{-1/6}\exp(gz/3) \tag{4.2.11}$$

$$T_p(z)=6g^{-1}(\gamma\beta_2/2)^{1/2}A_p(z) \tag{4.2.12}$$

$$\phi_p(z,T)=\phi_0+(3\gamma/2g)A_p^2(z)-(g/6\beta_2)T^2 \tag{4.2.13}$$

式中,E_0 为输入脉冲能量。这一解的一个重要特性是,脉冲宽度 $T_p(z)$随振幅 $A_p(z)$线性变化,如式(4.2.12)所示。这样的一个解可称为自相似解[72],正是由于这种自相似性,即使脉冲宽度和振幅按指数形式变化,脉冲也能保持其抛物线形状。

上述自相似解最值得注意的特性是,脉冲相位按时间 T 的二次方变化[见式(4.2.13)],这意味着放大脉冲是线性啁啾的。从4.1节的讨论可知,仅当脉冲形状是抛物线形时,通过自相位调制作用才可能产生纯粹的线性啁啾。式(4.2.10)给出的解有一个令人感到惊奇的特性是,光波分裂现象在正常GVD区完全消失。研究发现[53],抛物线代表了抑制光波分裂的唯一脉冲形状。光放大器使抛物线脉冲的产生变得比较容易,因为新的频率分量可以通过自相位调制连续产生,使脉冲在被放大的同时保持线性啁啾,同时脉冲宽度因色散效应增大。

式(4.2.10)给出的自相似解的一个重要特征是,放大脉冲和输入脉冲能量有关,而和其他特性(如脉冲形状和脉宽)无关。抛物线脉冲已在光纤放大器正常色散区的皮秒或飞秒脉冲放大实验中观察到。图4.17(a)是将能量为12 pJ的200 fs脉冲入射到增益为30 dB且长为3.6 m的掺镱光纤放大器时,在输出端观察到的强度和相位曲线(通过FROG迹推测出)[66];图4.17(b)是经过2 m长的无源光纤进一步传输后的强度和相位曲线,实验结果和通过解非线性薛定谔方程得到的数值解及对应抛物线脉冲的渐近解均吻合得相当好。正如图4.17中的虚线所示,观察到的强度分布曲线远不是双曲正割形。

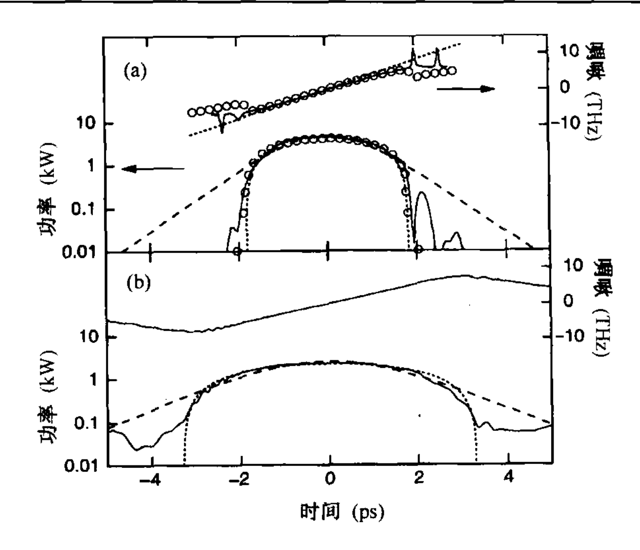


图 4.17 在(a)增益为 30 dB 的掺镱光纤放大器的输出端和(b)经 2 m 长无源光纤传输后测量到的强度和啁啾曲线(实线)。圆圈是基于非线性薛定谔方程的数值模拟结果,点线是渐近解,虚线是双曲正割脉冲的强度曲线[66]

向抛物线脉冲的自相似演化还可以在光纤喇曼放大器中观察到[69]。在这种放大器中,利用受激喇曼散射这种非线性现象放大输入脉冲(见 8.3.6 节)。在适当条件下,锁模掺镱光纤激光器也能发射抛物线脉冲[70],抛物线脉冲的自相似特性对于利用掺镱光纤激光器和放大器产生高能量脉冲也很有用[73~76]。

4.3 半解析方法

上一节基于非线性薛定谔方程的数值解的结果,是利用 2.4.1 节中的分步傅里叶法得到的。为了保证精度,采用数值解是必要的,但如果用半解析方式近似求解非线性薛定谔方程,就会得到相当丰富的物理内涵。本节将采用两种半解析方法求解非线性薛定谔方程(2.3.45)。利用 $A=\sqrt{P_0}\mathrm{e}^{-\alpha z}U$,方程(2.3.45)可以写成以下形式:

$$i\frac{\partial U}{\partial z}-\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial T^2}+\gamma P_0\mathrm{e}^{-\alpha z}|A|^2A=0 \tag{4.3.1}$$

4.3.1 矩方法

矩方法早在 1971 年就在非线性光学中得到应用[77]。如果假设脉冲在光纤中传输时能够保持特定的形状,尽管其振幅、宽度和啁啾以连续方式变化,也可以利用矩方法近似求解方程(4.3.1)[78~80]。这一假设在一些限制条件下是可以满足的,例如,3.2 节中的高斯脉冲能在线性色散介质中保持其形状,尽管它的振幅、宽度和啁啾在传输过程中不断变化。即使非线性效应相对较弱($L_{NL}\gg L_D$),脉冲仍能近似保持为高斯形状。与此类似,在 4.1 节中已看到,当非线性效应足够强以至于使色散效应可以忽略时($L_{NL}\ll L_D$),脉冲也能保持其形状。在第 5 章中还将看到,即使 L_{NL}和 L_D 相当,脉冲在一定条件下也能保持其形状。

矩方法的基本思想是,把光脉冲处理成能量、均方根宽度和啁啾分别为 E_p、σ_p 和 C_p 的粒子,这些参量和 $U(z,T)$的关系为

$$E_p=\int_{-\infty}^{\infty}|U|^2\mathrm{d}T\qquad \sigma_p^2=\frac{1}{E_p}\int_{-\infty}^{\infty}T^2|U|^2\mathrm{d}T \tag{4.3.2}$$

$$C_p=\frac{i}{E_p}\int_{-\infty}^{\infty}T\left(U^*\frac{\partial U}{\partial T}-U\frac{\partial U^*}{\partial T}\right)\mathrm{d}T \tag{4.3.3}$$

当脉冲在光纤中传输时,这三个参量均发生变化。为了看清它们是如何随传输距离变化的,将式(4.3.2)和式(4.3.3)对 z 取微分,并利用方程(4.3.1),经过计算后可得 $\mathrm{d}E_p/\mathrm{d}z=0$,但 σ_p^2 和 C_p 满足

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_p^2}{\mathrm{d}z}=\frac{\beta_2}{E_p}\int_{-\infty}^{\infty}T^2\mathrm{Im}\left(U^*\frac{\partial^2 U}{\partial T^2}\right)\mathrm{d}T \tag{4.3.4}$$

$$\frac{\mathrm{d}C_p}{\mathrm{d}z}=\frac{2\beta_2}{E_p}\int_{-\infty}^{\infty}\left|\frac{\partial U}{\partial T}\right|^2\mathrm{d}T+\gamma P_0\mathrm{e}^{-\alpha z}\frac{1}{E_p}\int_{-\infty}^{\infty}|U|^4\mathrm{d}T \tag{4.3.5}$$

对于啁啾高斯脉冲,任意距离 z 处的光场 $U(z,T)$ 具有以下形式:

$$U(z,T)=a_p\exp[-\tfrac{1}{2}(1+iC_p)(T/T_p)^2+i\phi_p] \tag{4.3.6}$$

式中,4 个脉冲参量 a_p、C_p、T_p 和 ϕ_p 都是 z 的函数,式(4.3.4)和式(4.3.5)中未出现相位 ϕ_p。尽管 ϕ_p 随 z 变化,但它并不影响其他脉冲参量,可以忽略。峰值振幅和脉冲能量的关系为 $E_p=\sqrt{\pi}a_p^2T_p$,由于 E_p 不随 z 变化,因此可以用它的初始值 $E_0=\sqrt{\pi}T_0$ 代替。宽度参量 T_p 与脉冲均方根宽度 σ_p 的关系为 $T_p=\sqrt{2}\sigma_p$。将式(4.3.6)代入方程(4.3.4)和方程(4.3.5)并积分,可以得到宽度 T_p 和啁啾 C_p 随 z 的变化关系为

$$\frac{\mathrm{d}T_p}{\mathrm{d}z}=\frac{\beta_2 C_p}{T_p} \tag{4.3.7}$$

$$\frac{\mathrm{d}C_p}{\mathrm{d}z}=(1+C_p^2)\frac{\beta_2}{T_p^2}+\gamma P_0\mathrm{e}^{-\alpha z}\frac{T_0}{\sqrt{2}T_p} \tag{4.3.8}$$

这组两个一阶微分方程能用来研究非线性效应是如何改变脉冲宽度和啁啾的。

利用方程(4.3.7)和方程(4.3.8)可以得到相当丰富的物理内涵。因为非线性参量 γ 仅在啁啾方程(4.3.8)中出现,所以 SPM 现象并不直接影响脉冲宽度。方程(4.3.8)右边两项分别源于色散和非线性效应,对于正常 GVD($\beta_2>0$),这两项符号相同,这种情形下 SPM 感应的啁啾和 GVD 感应的啁啾叠加,SPM 效应有望增大脉冲展宽的速度。相反,对于反常 GVD ($\beta_2<0$),方程(4.3.8)右边两项的符号相反,SPM 效应使脉冲展宽减小,因为此时方程(4.3.7)中 C_p 的值更小。实际上,对方程(4.3.7)积分可以得到以下脉冲宽度和啁啾的普遍关系:

$$T_p^2(z)=T_0^2+2\int_0^z\beta_2(z)C_p(z)\,\mathrm{d}z \tag{4.3.9}$$

该式清楚地表明,当 $\beta_2C_p<0$ 时脉冲就会被压缩,这就是前面 3.2 节得到的结论。

4.3.2 变分法

变分法广泛应用于经典力学和其他许多领域[81~83],早在 1983 年就用它来解决光纤中的脉冲传输问题[35]。从数学意义上讲,变分法利用了拉格朗日函数$\mathscr{L}$,其定义为

$$\mathscr{L}=\int_{-\infty}^{\infty}\mathscr{L}_d(q,q^*)\,\mathrm{d}T \tag{4.3.10}$$

式中，拉格朗日函数密度$\mathscr{L}_d$是广义坐标$q(z)$和$q^*(z)$的函数，它们都随z变化。要使作用量函数$\mathscr{L}=\int\mathscr{S}dz$最小，$\mathscr{L}_d$需要满足欧拉-拉格朗日方程

$$\frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{\partial \mathscr{L}_d}{\partial q_T}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial \mathscr{L}_d}{\partial q_z}\right)-\frac{\partial \mathscr{L}_d}{\partial q}=0 \tag{4.3.11}$$

式中，q_T和q_z分别表示q对T和z的导数。

变分法利用了这样一个事实，即非线性薛定谔方程(4.3.1)可以由拉格朗日函数密度导出，

$$\mathscr{L}_d=\frac{i}{2}\left(U^*\frac{\partial U}{\partial z}-U\frac{\partial U^*}{\partial z}\right)+\frac{\beta_2}{2}\left|\frac{\partial U}{\partial T}\right|^2+\frac{1}{2}\gamma P_0\mathrm{e}^{-\alpha z}|U|^4 \tag{4.3.12}$$

式中，U^*相当于方程(4.3.11)中的广义坐标q。如果假设脉冲形状是事先知道的，可用几个参量描述，则式(4.3.10)的时间积分可以解析求出，这样就可以得到用这些脉冲参量表示的拉格朗日函数$\mathscr{L}$。对于式(4.3.6)给出的啁啾高斯脉冲，可以得到

$$\mathscr{L}=\frac{\beta_2 E_p}{4T_p^2}(1+C_p^2)+\frac{\gamma\mathrm{e}^{-\alpha z}E_p^2}{\sqrt{8\pi}T_p}+\frac{E_p}{4}\left(\frac{\mathrm{d}C_p}{\mathrm{d}z}-\frac{2C_p}{T_p}\frac{\mathrm{d}T_p}{\mathrm{d}z}\right)-E_p\frac{\mathrm{d}\phi_p}{\mathrm{d}z} \tag{4.3.13}$$

式中，$E_p=\sqrt{\pi}a_p^2T_p$为脉冲能量。

最后一步是使作用量函数$\mathscr{S}=\int\mathscr{L}(z)\mathrm{d}z$最小，利用这一步可以得到简化的欧拉-拉格朗日方程

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\left(\frac{\partial \mathscr{L}}{\partial q_z}\right)-\frac{\partial \mathscr{L}}{\partial q}=0 \tag{4.3.14}$$

式中，$q_z=\mathrm{d}q/\mathrm{d}z$，$q$代表4个脉冲参量中的任意一个。若在方程(4.3.14)中利用$q=\phi_p$，可以得到$\mathrm{d}E_p/\mathrm{d}z=0$，这个方程表明，脉冲能量正像预期的那样保持为常数。在方程(4.3.14)中利用$q=E_p$，可以得到以下关于相位ϕ_p的方程：

$$\frac{\mathrm{d}\phi_p}{\mathrm{d}z}=\frac{\beta_2}{2T_p^2}+\frac{5\gamma\mathrm{e}^{-\alpha z}E_p}{4\sqrt{2\pi}T_p} \tag{4.3.15}$$

采用同样的步骤可以得到关于T_p和C_p的方程。实际上，在方程(4.3.14)中分别利用$q=C_p$和$q=T_p$，可以发现脉冲宽度和啁啾分别满足前面利用矩方法得到的方程(4.3.7)和方程(4.3.8)。这样，就非线性薛定谔方程而言，利用这两种近似方法得到的结果完全相同。

4.3.3　具体解析解

作为矩方法或变分法的一个简单应用，首先考虑低能量脉冲在常数色散光纤中的传输情形，此时非线性效应可以忽略。考虑到$(1+C_p^2)/T_p^2$和脉冲的谱宽有关，在线性介质中不发生变化，因此可以用其初始值$(1+C_0^2)/T_0^2$代替，其中T_0和C_0是$z=0$处的输入值。由于方程(4.3.8)右边第二项可以忽略，容易对其积分并得到解为

$$C_p(z)=C_0+\mathrm{sgn}(\beta_2)(1+C_0^2)z/L_D \tag{4.3.16}$$

式中，L_D是色散长度。将此解代入式(4.3.9)，可以发现脉冲宽度以下式变化：

$$T_p^2(z)=T_0^2[1+2\mathrm{sgn}(\beta_2)C_0(z/L_D)+(1+C_0^2)(z/L_D)^2] \tag{4.3.17}$$

易证，这些表达式与3.2节中通过直接求解脉冲传输方程得到的结果一致。

若不考虑色散效应($\beta_2=0$),则方程(4.3.7)和方程(4.3.8)很容易求解。脉冲宽度 T_p 正如预期的那样保持在输入值 T_0 不变,然而啁啾参量因 SPM 变化并由下式给出:

$$C_p(z)=C_0+\gamma P_0(1-e^{-\alpha z})/(\sqrt{2}\alpha) \tag{4.3.18}$$

若输入脉冲是无啁啾的($C_0=0$),则 SPM 效应对脉冲施加啁啾,这样 $C_p(L)=\phi_{\max}/\sqrt{2}$,其中$\phi_{\max}$由式(4.1.8)给出。式(4.3.18)表明,SPM 感应的频率啁啾总是正的,结果当输入脉冲是负啁啾时,SPM 使总的净啁啾减小,并使频谱变窄,这与 4.1 节中的结论一致。

为在弱非线性条件下求解方程(4.3.7)和方程(4.3.8),需要做两个近似。首先,假设光纤损耗可以忽略不计,即令 $\alpha=0$;其次,非线性效应足够弱,任意距离 z 处的啁啾可以写为 $C_p=C_L+C'$,其中非线性部分 $C'\ll C_L$。容易看出,线性部分由式(4.3.16)给出,而非线性部分满足

$$\frac{\mathrm{d}C'}{\mathrm{d}z}=\frac{\gamma P_0}{\sqrt{2}}\frac{T_0}{T_p} \tag{4.3.19}$$

用方程(4.3.19)除以方程(4.3.7)可得

$$\frac{\mathrm{d}C'}{\mathrm{d}T_p}=\frac{\gamma P_0 T_0}{\sqrt{2}\beta_2 C_p}\approx\frac{\gamma P_0 T_0}{\sqrt{2}\beta_2 C_L} \tag{4.3.20}$$

由于 $C'\ll C_L$,因此上式中可用 C_L 代替 C_p。现在这个方程就容易求解了,其解可写为

$$C'(z)=\frac{\gamma P_0 T_0}{\sqrt{2}\beta_2 C_L}(T-T_0) \tag{4.3.21}$$

一旦 $C_p=C_L+C'$已知,利用式(4.3.9)就可以求出脉冲宽度。

上述解析解仅当参量 $N^2=L_D/L_{\mathrm{NL}}$小于 0.3 时才能使用。但是,对于任意 N 值,方程(4.3.7)和方程(4.3.8)可以容易地用数值方法求解。图 4.18 给出了对于几个不同的 N 值 T_p/T_0 和 C_p 随 z/L_D 变化的曲线,其中假定输入脉冲是无啁啾的($C_0=0$)且在反常色散区($\beta_2<0$)传输。在不考虑非线性效应时($N=0$),脉冲迅速展宽并产生很大的啁啾;然而,当非线性效应增强且 N 变得更大时,脉冲展宽越来越小,最后甚至开始压缩,如图 4.18 中 $N^2=1.5$ 的情形。

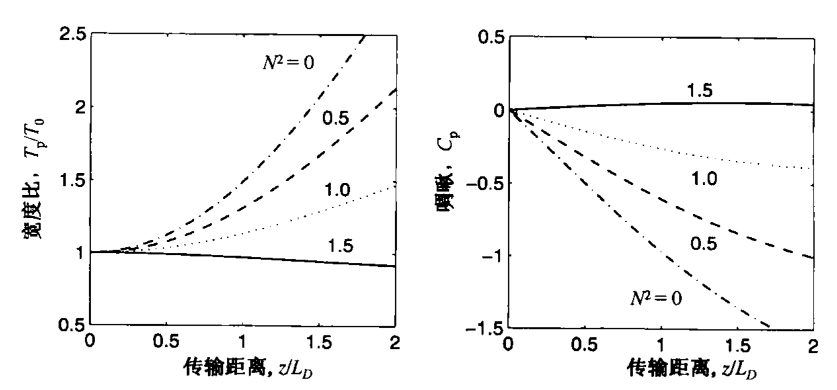


图 4.18 $\beta_2<0$ 时无啁啾高斯脉冲的脉宽 T_p 和啁啾参量 C_p 随 z/L_D 的演化

图 4.18 所示的行为可以通过 SPM 感应啁啾如下理解:从方程(4.3.8)可见,当 $\beta_2<0$ 时方程右边两项符号相反,结果 SPM 感应啁啾抵消了色散感应啁啾,从而减小了脉冲展宽。当非线性参量 N 取某个值时,这两项几乎抵消掉,脉冲宽度随传输距离的变化并不大。正如将在 5.2 节讨论的,这一特性指出了孤子形成的可能性。对于更大的 N 值,脉冲甚至可能被压缩,至

少在传输初期是这样。对于正常色散的情形，方程(4.3.8)右边两项符号相同。由于 SPM 使色散感应啁啾增强，脉冲展宽比没有 SPM 时更快些。

4.4 高阶非线性效应

到目前为止，有关 SPM 的讨论都是基于简化的传输方程(2.3.45)进行的。对于脉宽 $T_0 < 1$ ps 的超短光脉冲，就需要用包括高阶非线性效应的方程(2.3.43)。如果利用式(3.1.3)定义归一化振幅 U，方程(2.3.43)就变成

$$\begin{aligned}\frac{\partial U}{\partial z} + i\frac{\operatorname{sgn}(\beta_2)}{2L_D}\frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} &= \frac{\operatorname{sgn}(\beta_3)}{6L'_D}\frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3} \\ &+ i\frac{e^{-\alpha z}}{L_{\mathrm{NL}}}\left(|U|^2U + is\frac{\partial}{\partial \tau}(|U|^2U) - \tau_R U\frac{\partial |U|^2}{\partial \tau}\right)\end{aligned} \tag{4.4.1}$$

式中，L_D、L'_D 和 L_{NL} 是第 3 章引入的 3 个长度尺度，分别定义为

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \qquad L'_D = \frac{T_0^3}{|\beta_3|} \qquad L_{\mathrm{NL}} = \frac{1}{\gamma P_0} \tag{4.4.2}$$

参量 s 和 τ_R 分别描述了自变陡和脉冲内喇曼散射效应，并定义为

$$s = \frac{1}{\omega_0 T_0} \qquad \tau_R = \frac{T_R}{T_0} \tag{4.4.3}$$

对于皮秒脉冲，自变陡和脉冲内喇曼散射都很小，但对于脉宽 $T_0 < 1$ ps 的超短脉冲，必须考虑这两项的影响。

4.4.1 自变陡效应

自变陡源于群速度对光强的依赖关系[84~87]，它对 SPM 的影响最先是在液态非线性介质中讨论的[2]，后来才延伸到脉冲在光纤中传输的情形[88~92]。自变陡导致了超短脉冲 SPM 展宽频谱的不对称性[93~99]。

在数值求解方程(4.4.1)前，首先考虑 $\beta_2 = \beta_3 = 0$ 的无色散情形，在这种特殊情形下，若令 $\tau_R = 0$，则方程(4.4.1)有解析解[86]。为简单起见，忽略了光纤损耗($\alpha = 0$)，并定义归一化距离 $Z = z/L_{\mathrm{NL}}$，方程(4.4.1)变为

$$\frac{\partial U}{\partial Z} + s\frac{\partial}{\partial \tau}(|U|^2U) = i|U|^2U \tag{4.4.4}$$

将 $U = \sqrt{I}\exp(i\phi)$ 代入以上方程，并分离其实部和虚部，可得以下两个方程：

$$\frac{\partial I}{\partial Z} + 3sI\frac{\partial I}{\partial \tau} = 0 \tag{4.4.5}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial Z} + sI\frac{\partial \phi}{\partial \tau} = I \tag{4.4.6}$$

由于强度方程(4.4.5)与相位方程(4.4.6)已分离开来，很容易利用特征选择方法求解。其通解为[88]

$$I(Z,\tau) = f(\tau - 3sIZ) \tag{4.4.7}$$

这里用到了初始条件 $I(0,\tau) = f(\tau)$，其中 $f(\tau)$ 描述了 $z = 0$ 处的脉冲形状。式(4.4.7)表明，每个 τ 从其初始位置沿直线移动，且直线的斜率与光强有关，这一特点将导致脉冲畸变。例如，考

虑高斯脉冲的情形,

$$I(0,\tau)\equiv f(\tau)=\exp(-\tau^2) \tag{4.4.8}$$

由式(4.4.7)可得在传输距离 Z 处的脉冲形状为

$$I(Z,\tau)=\exp[-(\tau-3sIZ)^2] \tag{4.4.9}$$

$I(Z,\tau)$的时间隐含关系要求对每个 τ 求解,以得到给定的 Z 值处的脉冲形状。图 4.19 给出了当 $s=0.01$ 时,在 $Z=10$ 和 $Z=20$ 两处脉冲形状的计算结果。随着脉冲在光纤中的传输,其峰值移向脉冲后沿,脉冲变得不对称,结果随传输距离 Z 的增加后沿变得越来越陡。从物理意义上讲,脉冲的群速度是强度相关的,于是脉冲峰的移动速度比两翼慢一些。

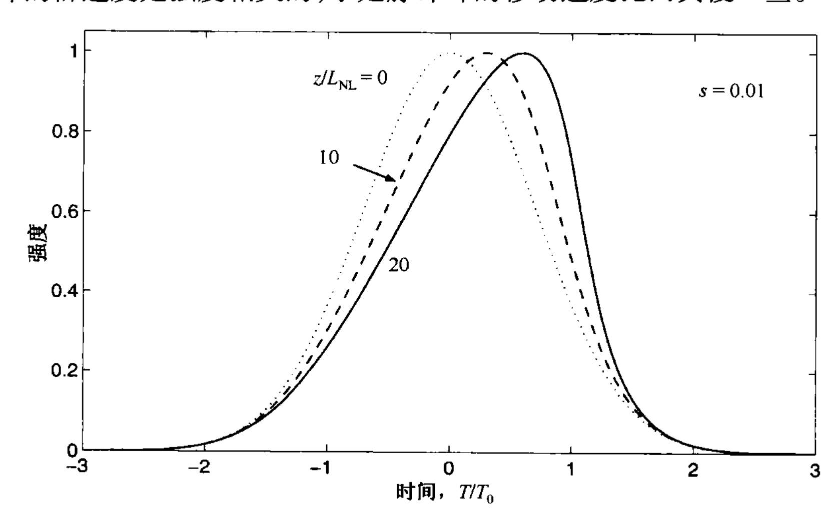


图 4.19　无色散情况下高斯脉冲的自变陡效应,虚线表示输入脉冲在 $z=0$ 时的形状

脉冲的自变陡效应最终会产生光波冲击(optical shock),它类似于在声波前沿产生的声波冲击[86]。通过令冲击位置处$\partial I/\partial\tau$ 为无限大,则由式(4.4.9)可以得到冲击形成的距离,它可表示为[89]

$$z_s=\left(\frac{\mathrm{e}}{2}\right)^{1/2}\frac{L_{\mathrm{NL}}}{3s}\approx 0.39(L_{\mathrm{NL}}/s) \tag{4.4.10}$$

对于双曲正割脉冲,也有类似的关系式,只是需要改动一下数值系数(用 0.43 代替上式中的 0.39)。对于脉宽 T_0 为 1 ps 且峰值功率 P_0 约为 1 W 的皮秒脉冲,冲击发生在 z_s 约等于 100 km 处。然而,对于 $T_0<100$ fs,$P_0>1$ kW 的飞秒脉冲,$z_s<1$ m。于是,即使在只有几厘米长的光纤中也会发生显著的脉冲自变陡效应。由于 GVD 效应,实际中不可能产生具有无限陡后沿的光波冲击。当脉冲沿变陡时,方程(4.4.1)中的色散项变得越来越重要,不能被忽略。冲击距离 z_s 也受光纤损耗α 的影响,在无色散情形下,光纤损耗延迟了光波冲击的形成;若 $\alpha z_s>1$,则冲击根本不会发生[89]。

自变陡也影响 SPM 感应的频谱展宽。在无色散情形下,相位$\phi(z,\tau)$可以通过解方程(4.4.6)得到,然后代入下式计算频谱:

$$S(\omega)=\left|\int_{-\infty}^{\infty}[I(z,\tau)]^{1/2}\exp[i\phi(z,\tau)+i(\omega-\omega_0)\tau]\,\mathrm{d}\tau\right|^2 \tag{4.4.11}$$

图 4.20 给出了当 $s=0.01$,$sz/L_{\mathrm{NL}}=0.2$ 时计算得到的频谱。最明显的特征是频谱的不对称性,

即红移峰比蓝移峰更强；另一个明显的特征是蓝端(用受激喇曼散射的术语通常称为反斯托克斯端)比红端(斯托克斯端)有更大的 SPM 感应频谱展宽。这两个特征均可以用自变陡感应的脉冲形状的变化来定性理解。首先，由于脉冲形状的不对称导致了频谱的不对称；其次，由于 SPM 在脉冲后沿附近产生蓝移频率分量(见图 4.1)，较陡的脉冲后沿意味着蓝端有更大的频谱展宽。在不考虑自变陡的条件下($s=0$)，对于图 4.20 用到的参量值$\phi_{max}\approx6.4\pi$，应该出现 6 峰对称谱。自变陡展宽了蓝端部分，高频峰振幅的下降是因为同样的能量分布到更宽的频谱范围上。

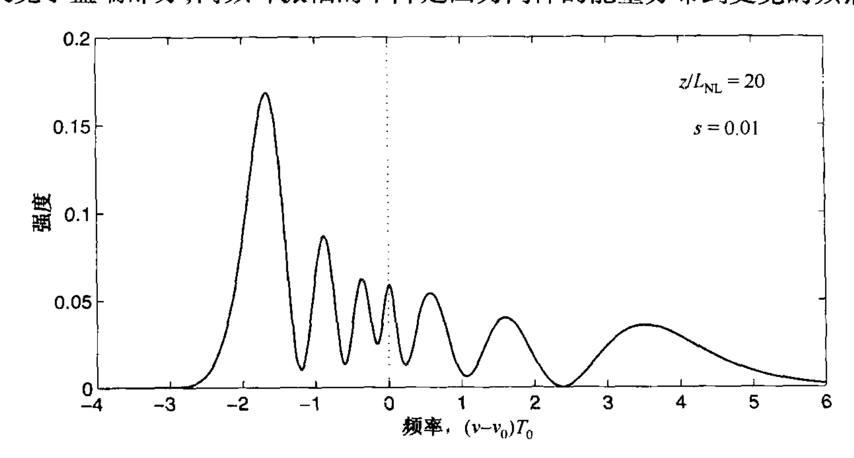


图 4.20 传输距离 $z=0.2L_{NL}/s$ 处的高斯脉冲的频谱，这里 $s=0.01$，L_{NL}是非线性长度，自变陡造成了SPM展宽频谱的不对称，GVD效应忽略不计

4.4.2 GVD 对光波冲击的影响

当超短脉冲在石英光纤中传输时，GVD 效应不能忽略，在图 4.20 中看到的频谱特征在很大程度上受 GVD 的影响[100~107]。在这种情况下，脉冲的演化可通过数值求解方程(4.4.1)来研究。图 4.21 给出了当无初始啁啾高斯脉冲在正常色散区($\beta_2>0$)传输且 $\beta_3=0$ 时，在 $z/L_D=0.2$ 和 $z/L_D=0.4$ 处的脉冲形状和频谱。由式(4.2.3)定义的参量 N 取 10，对应 $L_D=100L_{NL}$，在不考虑 GVD 的条件下($\beta_2=0$)，图 4.21 上半部分的脉冲形状和频谱简化为 $sz/L_{NL}=0.2$ 情形下的图 4.19 和图 4.20 所示的情形。直接比较发现，即使在传输距离只有色散长度的一小部分时($z/L_D=0.2$)，脉冲形状和频谱也明显受色散的影响。图 4.21 下半部分给出了 $z/L_D=0.4$ 处的脉冲形状和频谱，在该图上由 GVD 引起的定性变化是显而易见的。对于这样的 z/L_D 值，传输距离超过了由式(4.4.10)给出的冲击距离 z_s，而正是 GVD 通过展宽陡峭的后沿消除了冲击。这一特征可由图 4.21 中脉冲形状的不对称清楚地看出，尽管脉冲频谱没有表现出深度振荡(见无色散情形下的图 4.20)，蓝端更长的拖尾也是自变陡的表现。随着传输距离的进一步增加，脉冲被继续展宽，而频谱基本保持不变。

自变陡效应对脉冲演化的影响已通过脉冲在液体和固体中的传输实验观察到[4]，在这些实验中，蓝端比红端有更大的频谱展宽。在这些早期的实验中，GVD 起较次要作用，并且观察到了类似于图 4.20 中的频谱结构。在光纤中，GVD 效应足够强，预期能在实际中产生类似于图 4.21 中的频谱。在一个光脉冲压缩实验中[100]，波长为 620 nm 的 40 fs 光脉冲在 7 mm 长光纤中传输。图 4.22 给出了在几个不同的峰值强度下，在光纤输出端观察到的频谱。可见，频谱展宽是不对称的，蓝端比红端有更长的拖尾，此特征正是由自变陡引起的。在本实验中，自变陡参量 $s\approx0.026$。若取 $T_0=24$ fs(对于高斯脉冲，相当于 FWHM = 40 fs)，则色散长度 $L_D\approx1$ cm。假

定有效模场面积为 10 μm²,图 4.22 中最上面的频谱对应的峰值功率约为 200 kW,结果非线性长度 $L_{NL}\approx0.16$ mm, $N\approx7.7$。利用这些参量值,可用方程(4.4.1)模拟此实验。为再现图 4.22 所示的实验观察到的频谱的细节特征,通常必须将 β_3 项考虑在内[91]。由另一个在 11 mm 长光纤中观察 620 nm 染料激光器发射的 55 fs 脉冲的不对称频谱展宽实验[101],也得到了类似的结论。

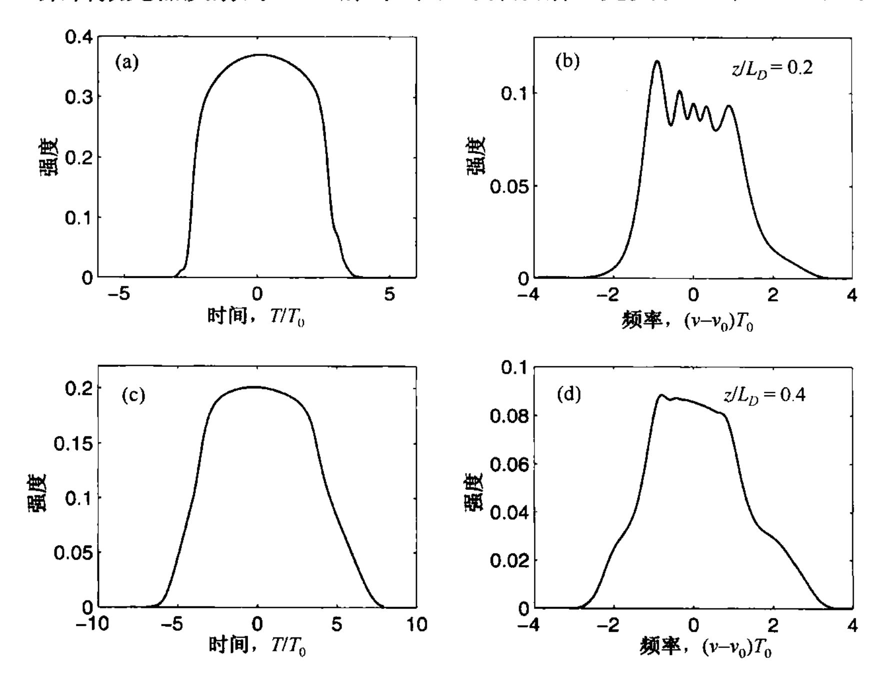


图 4.21　当高斯脉冲在光纤的正常色散区传输时在 $z/L_D=0.2$(上行)和 $z/L_D=0.4$(下行)处的脉冲形状和频谱,其余参量值为 $\alpha=0,\beta_3=0,s=0.01$ 和 $N=10$

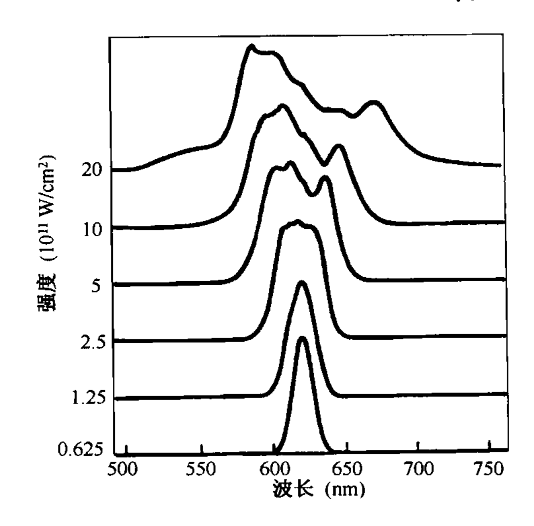


图 4.22　在 7 mm 长光纤输出端实验观测到的 40 fs 输入脉冲的频谱,最上面的频谱对应 $N\approx7.7$[100]

4.4.3　脉冲内喇曼散射

到目前为止,所有讨论都忽略了导致脉冲内喇曼散射的方程(4.4.1)的最后一项。对于超短脉冲($T_0<1$ ps)在光纤中传输的情形,这一项变得相当重要,因此当模拟这样的超短脉冲在

光纤中的演化时,必须将此项包括在内[103~109]。在孤子范畴(见 5.5.3 节),脉冲内喇曼散射效应相当显著。然而,即使在正常 GVD 的情形下,为使理论和实验一致,将自变陡和脉冲内喇曼散射包括在内也是必要的。

为研究脉冲内喇曼散射对超短脉冲演化的影响,必须数值求解广义非线性薛定谔方程(4.4.1)。图 4.23 给出了当 $\tau_R = 0.033$ fs 时,峰值功率和脉宽满足 $N = 2$ 的输入高斯脉冲在光纤反常色散区 5 个色散长度上的时域和频域演化图。为突出脉冲内喇曼散射效应,在这些数值模拟中已令 $s = 0$ 及 $\beta_3 = 0$。与图 4.9 相比,图 4.23 值得注意的特征包括:(1)脉冲位置在时域上有一个大的位移;(2)脉冲频谱中的喇曼感应频移(Raman-induced frequency shift, RIFS)移向更长波长。这两个特征都是脉冲内喇曼散射的直接结果。正如在 2.3.2 节中讨论的,当输入脉冲频谱较宽时,同一脉冲的高频分量会通过受激喇曼散射泵浦低频分量,结果将能量转移到红端。由于脉冲频谱通过喇曼感应频移发生位移,而脉冲的群速度又随波长变化,结果使脉冲慢下来。

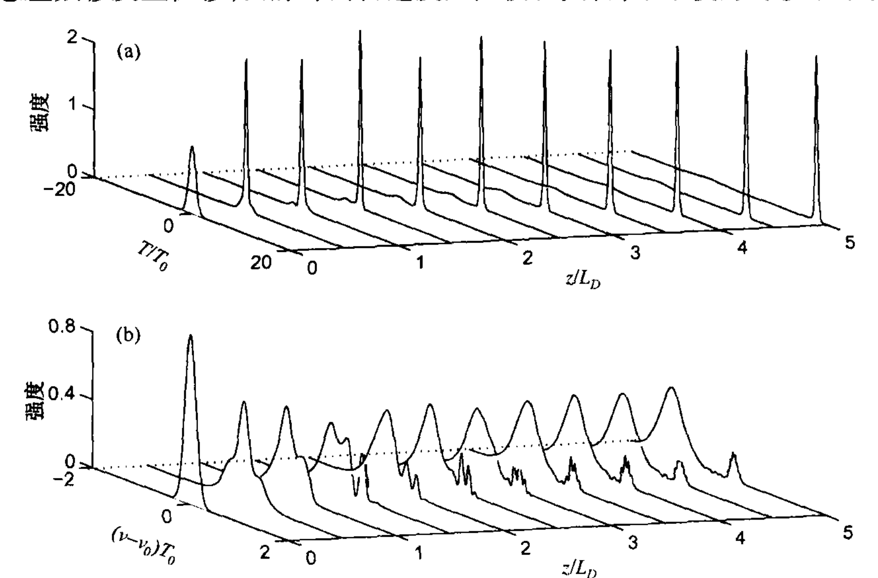


图 4.23　光纤反常色散区无啁啾高斯脉冲在 5 个色散长度上的(a) 时域和(b) 频域演化

对于正常色散的情形,频域和时域位移均由于输入脉冲因色散迅速展宽而显著减小。为得到脉冲内喇曼散射感应的频域位移的半解析表达式,将 4.3 节中的矩方法适当延伸是可行的[109],为此需要引入两个新的矩,它们分别代表时域位移 $q_p(z)$ 和频域位移 $\Omega_p(z)$,并定义如下:

$$q_p(z) = \frac{1}{E_p}\int_{-\infty}^{\infty} T|U(z,T)|^2 \mathrm{d}T \tag{4.4.12}$$

$$\Omega_p(z) = \frac{i}{2E_p}\int_{-\infty}^{\infty}\left(U^*\frac{\partial U}{\partial T} - U\frac{\partial U^*}{\partial T}\right)\mathrm{d}T \tag{4.4.13}$$

按照 4.3.1 节介绍的方法,这两个矩满足

$$\frac{\mathrm{d}q_p}{\mathrm{d}z} = \beta_2\Omega_p \qquad \frac{\mathrm{d}\Omega_p}{\mathrm{d}z} = -T_R\gamma P_0 \mathrm{e}^{-\alpha z}\frac{T_0}{\sqrt{2}T_p^3} \tag{4.4.14}$$

从物理意义上讲,喇曼项使脉冲中心位置的载频发生位移,这一频移 Ω_p 反过来使时域中的脉冲位置移动 q_p,这是因为光纤色散导致群速度发生改变。

为了研究 Ω_p 是如何沿光纤长度方向演化的,需要将方程(4.4.14)、方程(4.3.7)和方程(4.3.8)联立求解。图4.24给出了当 $T_0=50$ fs 的啁啾高斯脉冲入射到正常色散[$D=-4$ ps/(km·nm)]光纤中时,喇曼感应频移 $\Delta\nu_R\equiv\Omega_p/2\pi$ 的演化过程。对于无啁啾脉冲的情形,$\Delta\nu_R$ 在大约 0.5 THz 时出现饱和,这种饱和行为与脉冲展宽有关。确实,通过对高斯脉冲施加啁啾使 $\beta_2C<0$,可以使频域位移增加。原因和3.2.2节的讨论有关,从那里可以看到这种啁啾高斯脉冲在迅速展宽之前要经历一个初始压缩阶段。

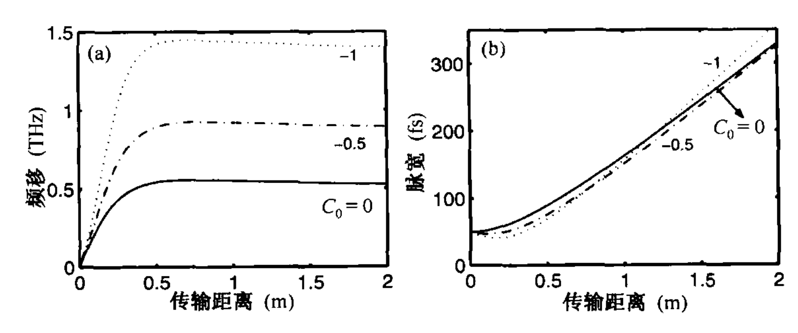


图4.24 $T_0=50$ fs 的无啁啾高斯脉冲在光纤正常色散区传输时,(a)喇曼感应频移和(b)脉宽的演化

图4.25(a)是109 fs($T_0\approx60$ fs)的脉冲以7.4 kW峰值功率入射到6 m长光纤后,实验记录的脉冲的频谱[107]。本实验用的光纤在1260 nm波长处有 $\beta_2\approx4$ ps^2/km, $\beta_3\approx0.06$ ps^3/km。图4.25(b)至图4.25(d)是在三种不同条件下,由方程(4.4.1)预期的结果。图4.25(b)同时忽略了自变陡和脉冲内喇曼散射,图4.25(c)仅将脉冲内喇曼散射考虑在内,图4.25(d)将两种效应均考虑在内。只有在模拟中将两种高阶非线性效应均考虑在内时,才能再现标记为(A)~(E)的所有实验特征。为了使理论和实验吻合得更好,将四阶色散考虑在内也是必要的,这时预测的脉冲形状甚至也与实验得到的互相关迹一致。

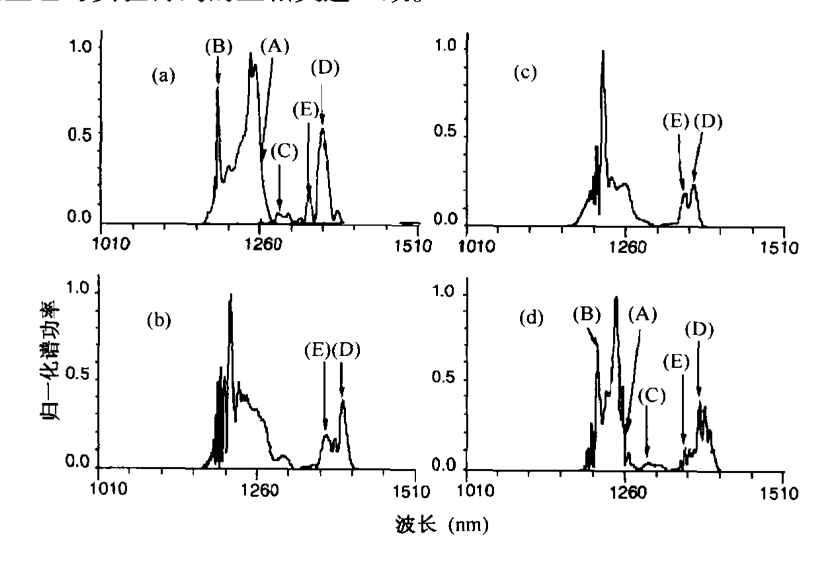


图4.25 在6 m长光纤输出端实验观测到的109 fs输入脉冲的频谱(a)。由广义NLS方程得到的预期结果:(b) $s=\tau_R=0$;(c) $s=0,\tau_R\neq0$;(d) $s\neq0,\tau_R\neq0$。字母(A)~(E)标记出实验观察到的不同的谱特征[107]

在光纤中同时发生的自相位调制和其他非线性效应，如受激喇曼散射及四波混频，能将超短脉冲的频谱展宽至 100 nm 或更多，这种极端的频谱展宽现象称为超连续谱产生，由于其潜在的应用价值，这种现象在近年来引起极大关注[110~116]。利用所谓的高非线性光纤(见第 11 章)，已经能产生 1000 nm 的超连续谱。第 12 章将介绍超连续谱产生现象，以及利用高非线性光纤可能实现的其他一些奇异的非线性现象。特别是 12.1 节将会讲到的，在合适的条件下，高非线性光纤中的喇曼感应频移既可以得到增强，也可以被抑制。

习题

4.1　波长为 1.06 μm 的 Q 开关 Nd:YAG 激光器产生能量为 1 nJ 且宽度为 100 ps(指的是 FWHM)的无啁啾高斯脉冲，它在长 1 km，损耗为 3 dB/km 且有效模场面积为 20 μm^2 的光纤中传输，计算光纤输出端的最大非线性相移和频率啁啾。

4.2　利用式(4.1.13)绘出上题得到的啁啾输出脉冲的频谱，频谱峰的个数是否与式(4.1.14)预期的一致？

4.3　把习题 4.1 中的高斯脉冲改为双曲正割脉冲，其他条件不变，利用式(4.1.13)画出啁啾输出脉冲的频谱，并简要评述脉冲形状对自相位调制感应频谱展宽的影响。

4.4　一光脉冲在长 1 km，损耗为 1 dB/km 且有效模场面积为 50 μm^2 的光纤中传输，在 100 ps 范围内以 1 GHz/ps 的速率产生线性啁啾，确定此光脉冲的形状、宽度和峰值功率。

4.5　数值计算 $C=-15, 0$ 和 15 的超高斯脉冲($m=3$)的 SPM 展宽频谱，假设其峰值功率满足$\phi_{max}=4.5\pi$，将得到的频谱与图 4.5 所示的频谱进行对比，指出主要的定性差别。

4.6　对于高斯统计的热场，求式(4.1.19)的值，证明相干函数确实如式(4.1.20)给出的那样。

4.7　用 2.4 节的分步傅里叶法数值求解方程(4.2.1)。若输入双曲正割脉冲 $U(0,\tau)=\mathrm{sech}(\tau)$，当 $N=1$ 且 $\alpha=0$时，则可得到类似于图 4.8 和图 4.9 中的曲线，将所得到的结果与高斯脉冲的情形进行比较，并定性地讨论二者的不同之处。

4.8　通过计算机编程，数值研究 $m=3$ 的无啁啾超高斯脉冲的光波分裂现象，假设 $N=30, \alpha=0$，将所得的结果与图 4.11 和图 4.12 所示的结果进行比较。

4.9　将式(4.3.6)代入方程(4.3.4)和方程(4.3.5)后进行积分运算，得到方程(4.3.7)和方程(4.3.8)。

4.10　将振幅 $U(z,T)=a_p\mathrm{sech}(T/T_p)\exp(-iC_pT^2/2T_p^2)$的场代入方程(4.3.4)和方程(4.3.5)后进行积分运算，推导关于 T_p 和 C_p 的方程。

4.11　证明利用欧拉-拉格朗日方程(4.3.11)和方程(4.3.12)给出的$\mathscr{L}_d$ 可以得到非线性薛定谔方程(4.3.1)。

4.12　利用式(4.3.12)给出的$\mathscr{L}_d$ 和式(4.3.6)给出的 $U(z,T)$完成式(4.3.10)的积分，得到式(4.3.13)。

4.13　对于高斯脉冲，证明式(4.4.9) 确实是方程 (4.4.4)的解。用解析方法(如果可能)或数值方法计算 $sZ=0.2$ 处的相位曲线$\phi(Z,\tau)$。

4.14　用矩方法及参考文献[109]，推导高斯脉冲的 dq/dz 和 $d\Omega_p/dz$ 方程，并利用这两个方程得到喇曼感应频移 Ω_p 的近似表达式。

参考文献

[1] F. Shimizu, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1097 (1967).
[2] T. K. Gustafson, J. P. Taran, H. A. Haus, J. R. Lifsitz, and P. L. Kelley, *Phys. Rev.* **177**, 306 (1969).
[3] R. Cubeddu, R. Polloni, C. A. Sacchi, and O. Svelto, *Phys. Rev. A* **2**, 1955 (1970).
[4] R. R. Alfano and S. L. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 592 (1970); *Phys. Rev. Lett.* **24**, 1217 (1970).
[5] Y. R. Shen and M. M. T. Loy, *Phys. Rev. A* **3**, 2099 (1971).
[6] C. H. Lin and T. K. Gustafson, *IEEE J. Quantum Electron.* **8**, 429 (1972).
[7] E. P. Ippen, C. V. Shank, and T. K. Gustafson, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 190 (1974).

[8] R. A. Fisher and W. K. Bischel, *J. Appl. Phys.* **46**, 4921 (1975).
[9] R. H. Stolen and C. Lin, *Phys. Rev. A* **17**, 1448 (1978).
[10] S. C. Pinault and M. J. Potasek, *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 1318 (1985).
[11] M. Oberthaler and R. A. Höpfel, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 1017 (1993).
[12] B. R. Washburn, J. A. Buck, and S. E. Ralph, *Opt. Lett.* **25**, 445 (2000).
[13] M. T. Myaing, J. Urayama, A. Braun, and T. Norris, *Opt. Express* **7**, 210 (2000).
[14] J. T. Manassah, *Opt. Lett.* **15**, 329 (1990); *Opt. Lett.* **16**, 1638 (1991).
[15] B. Gross and J. T. Manassah, *Opt. Lett.* **16**, 1835 (1991).
[16] M. T. de Araujo, H. R. da Cruz, and A. S. Gouveia-Neto, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 2094 (1991).
[17] H. R. da Cruz, J. M. Hickmann, and A. S. Gouveia-Neto, *Phys. Rev. A* **45**, 8268 (1992).
[18] J. N. Elgin, *Opt. Lett.* **18**, 10 (1993); *Phys. Rev. A* **47**, 4331 (1993).
[19] S. Cavalcanti, G. P. Agrawal, and M. Yu, *Phys. Rev. A* **51**, 4086 (1995).
[20] J. Garnier, L. Videau, C. Gouédard, and A. Migus, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 2773 (1998).
[21] S. M. Pietralunga, P. Martelli, M. Ferrario, and M. Martinelli, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 1179 (2001).
[22] L. Mandel and E.Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge University Press, New York, 1995)
[23] H. Nakatsuka, D. Grischkowsky, and A. C. Balant, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 910 (1981).
[24] D. Grischkowsky and A. C. Balant, *Appl. Phys. Lett.* **41**, 1 (1982).
[25] J. Botineau and R. H. Stolen, *J. Opt. Soc. Am.* **72**, 1592 (1982).
[26] B. P. Nelson, D. Cotter, K. J. Blow, and N. J. Doran, *Opt. Commun.* **48**, 292 (1983).
[27] W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, and C. V. Shank, *J. Opt. Soc. Am. B* **1**, 139 (1984).
[28] I. N. Sisakyan and A. B. Shvartsburg, *Sov. J. Quantum Electron.* **14**, 1146 (1984).
[29] M. J. Potasek and G. P. Agrawal, *Electron. Lett.* **22**, 759 (1986).
[30] A. Kumar and M. S. Sodha, *Electron. Lett.* **23**, 275 (1987).
[31] M. J. Potasek and G. P. Agrawal, *Phys. Rev. A* **36**, 3862 (1987).
[32] J. M. Hickmann, J. F. Martino-Filho, and A. S. L. Gomes, *Opt. Commun.* **84**, 327 (1991).
[33] A. Kumar, *Phys. Rev. A* **44**, 2130 (1991).
[34] P. Weidner and A. Penzkofer, *Opt. Quantum Electron.* **25**, 1 (1993).
[35] D. Anderson, *Phys. Rev. A* **27**, 3135 (1983).
[36] A. M. Fattakhov and A. S. Chirkin, *Sov. J. Quantum Electron.* **14**, 1556 (1984).
[37] D. Anderson, *IEE Proc.* **132**, Pt. J, 122 (1985).
[38] M. J. Potasek, G. P. Agrawal, and S. C. Pinault, *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 205 (1986).
[39] C. Pask and A. Vatarescu, *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 1018 (1986).
[40] D. Marcuse, *J. Lightwave Technol.* **10**, 17 (1992).
[41] P. A. Bélanger and N. Bélanger, *Opt. Commun.* **117**, 56 (1995).
[42] Q. Yu and C. Fan, *IEEE J. Quantum Electron.* **15**, 444 (1997).
[43] Y. Kodama and S. Wabnitz, *Opt. Lett.* **20**, 2291 (1995).
[44] Y. Kodama and S. Wabnitz, *Electron. Lett.* **31**, 1761 (1995).
[45] Y. Kodama, S. Wabnitz, and K. Tanaka *Opt. Lett.* **21**, 719 (1996).
[46] A. M. Kamchatnov and H. Steudel, *Opt. Commun.* **162**, 162 (1999).
[47] W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, and A. M. Johnson, *Opt. Lett.* **10**, 457 (1985).
[48] A. M. Johnson and W. M. Simpson, *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 619 (1985).
[49] H. E. Lassen, F. Mengel, B. Tromborg, N. C. Albertsen, and P. L. Christiansen, *Opt. Lett.* **10**, 34 (1985).
[50] J.-P. Hamaide and P. Emplit, *Electron. Lett.* **24**, 818 (1988).
[51] J. E. Rothenbeg, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2392 (1989); *Opt. Lett.* **16**, 18 (1991).
[52] D. Anderson, M. Desaix, M. Lisak, and M. L. Quiroga-Teixeiro, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 1358 (1992).
[53] D. Anderson, M. Desaix, M. Karlsson, M. Lisak, and M. L. Quiroga-Teixeiro, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1185 (1993).
[54] K. J. Blow, N. J. Doran, and E. Cummins, *Opt. Commun.* **48**, 181 (1983).
[55] V. A. Vysloukh, *Sov. J. Quantum Electron.* **13**, 1113 (1983).
[56] G. P. Agrawal and M. J. Potasek, *Phys. Rev. A* **33**, 1765 (1986).

[57] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, Y. C. Lee, and H. H. Chen, *Opt. Lett.* **11**, 464 (1986).
[58] G. R. Boyer and X. F. Carlotti, *Opt. Commun.* **60**, 18 (1986); *Phys. Rev. A* **38**, 5140 (1988).
[59] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, H. H. Chen, and Y. C. Lee, *Opt. Lett.* **12**, 628 (1987).
[60] A. S. Gouveia-Neto, M. E. Faldon, and J. R. Taylor, *Opt. Lett.* **13**, 770 (1988).
[61] S. Wen and S. Chi, *Opt. Quantum Electron.* **21**, 335 (1989).
[62] P. K. A. Wai, H. H. Chen, and Y. C. Lee, *Phys. Rev. A* **41**, 426 (1990).
[63] J. N. Elgin, *Opt. Lett.* **15**, 1409 (1992).
[64] S. Shen, C. C. Chang, H. P. Sardesai, V. Binjrajka, and A. M. Weiner, *IEEE J. Quantum Electron.* **17**, 452(1999).
[65] G. P. Agrawal, *Phys. Rev. A* **44**, 7493 (1991).
[66] M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, and J. D. Harvey, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 6010 (2000).
[67] V. I. Kruglov, A. C. Peacock, J. D. Harvey, and J. M. Dudley, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 461 (2002).
[68] S. Boscolo, S. K. Turitsyn, V. Y. Novokshenov, and J. H. B. Nijhof, *Theor. Math. Phys.* **133**, 1647 (2002).
[69] C. Finot, G. Millot, S. Pitois, C. Billet, and J. M. Dudley, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **10**, 1211
[70] F. Ö. Ilday, J. R. Buckley, W. G. Clark, and F. W.Wise, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 213902 (2004).
[71] C. Billet, J. M. Dudley, N. Joly, and J. C. Knight, *Opt. Express* **13**, 323 (2005).
[72] G. I. Barenblatt, *Scaling* (Cambridge University Press, New York, 2003).
[73] J. Limpert, T. Schreiber, T. Clausnitzer, K. Zöllner, H.-J. Fuchs, E.-B. Bley, H. Zellmer, and A. Tnnermann, *Opt. Express* **10**, 628 (2002).
[74] J. Buckley, F. Ö. Ilday, F. W. Wise, and T. Sosnowski, *Opt. Lett.* **30**, 1888 (2005).
[75] C. K. Nielsen, B. Ortaç, T. Schreiber, J. Limpert, R. Hohmuth, W. Richter, and A. Tünnermann, *Opt. Express* **13**, 9346 (2005).
[76] T. Schreiber, C. K. Nielsen, B. Ortac, J. Limpert, and A. Tünnermann, *Opt. Lett.* **31**, 574 (2006).
[77] S. N. Vlasov, V. A. Petrishchev, and V. I. Talanov, *Radiophys. Quantum Electron.* 14, 1062 (1971).
[78] V. S. Grigoryan, C. R. Menyuk, and R. M. Mu, *J. Lightwave Technol.* **17**, 1347 (1999).
[79] C. J. McKinstrie, J. Santhanam and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 640 (2002).
[80] J. Santhanam and G. P. Agrawal, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **8**, 632 (2002).
[81] M. Struwe, *Variational Methods* (Springer, New York, 1990).
[82] B. Malomed, in *Progress in Optics*, Vol. 43, E. Wolf, Ed. (North-Holland, Amsterdam, 2002), Chap. 2.
[83] R. K. Nesbet, *Variational Principles and Methods in Theoretical Physics and Chemistry* (Cambridge University Press, New York, 2003).
[84] L. A. Ostrovskii, *Sov. Phys. JETP* **24**, 797 (1967).
[85] R. J. Jonek and R. Landauer, *Phys. Lett.* **24A**, 228 (1967).
[86] F. DeMartini, C. H. Townes, T. K. Gustafson, and P. L. Kelley, *Phys. Rev.* **164**, 312 (1967).
[87] D. Grischkowsky, E. Courtens, and J. A. Armstrong, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 422 (1973).
[88] N. Tzoar and M. Jain, *Phys. Rev. A* **23**, 1266 (1981).
[89] D. Anderson and M. Lisak, *Phys. Rev. A* **27**, 1393 (1983).
[90] E. A. Golovchenko, E. M. Dianov, A. M. Prokhorov, and V. N. Serkin, *JETP Lett.* **42**, 87 (1985); *Sov. Phys. Dokl.* **31**, 494 (1986).
[91] E. Bourkoff, W. Zhao, R. L. Joseph, and D. N. Christoulides, *Opt. Lett.* **12**, 272 (1987); *Opt. Commun.* **62**, 284 (1987).
[92] W. Zhao and E. Bourkoff, *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 365 (1988).
[93] R. L. Fork, C. V. Shank, C. Herlimann, R. Yen, and W. J. Tomlinson, *Opt. Lett.* **8**, 1 (1983).
[94] G. Yang and Y. R. Shen, *Opt. Lett.* **9**, 510 (1984).
[95] J. T. Manassah, M. A. Mustafa, R. R. Alfano, and P. P. Ho, *Phys. Lett.* **113A**, 242 (1985); *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 197 (1986).
[96] D. Mestdagh and M. Haelterman, *Opt. Commun.* **61**, 291 (1987).
[97] B. R. Suydam, in *Supercontinuum Laser Source*, R. R. Alfano, Ed. (Springer-Verlag, New York, 1989), Chap. 6.
[98] X. Fang, N. Karasawa, R. Morita, R. S. Windeler, and M. Yamashita, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 233 (2003).
[99] S. Nakamura, N. Takasawa, and Y. Koyamada, *J. Lightwave Technol.* **23**, 855 (2005).

[100] W. H. Knox, R. L. Fork, M. C. Downer, R. H. Stolen, and C. V. Shank, *Appl. Phys. Lett.* **46**, 1120 (1985).
[101] G. R. Boyer and M. Franco, *Opt. Lett.* **14**, 465 (1989).
[102] J. R. de Oliveira, M. A. de Moura, J. M. Hickmann, and A. S. L. Gomes, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 2025 (1992).
[103] A. B. Grudinin, E. M. Dianov, D. V. Korobkin, A. M. Prokhorov, V. N. Serkin, and D.V. Khaidarov, *JETP Lett.* **46**, 221 (1987).
[104] W. Hodel and H. P. Weber, *Opt. Lett.* **12**, 924 (1987).
[105] V. Yanosky and F. Wise, *Opt. Lett.* **19**, 1547 (1994).
[106] C. Headley and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 2170 (1996).
[107] G. Boyer, *Opt. Lett.* **24**, 945 (1999).
[108] B. R. Washburn, S. E. Ralph, and R. S. Windeler, *Opt. Express* **10**, 475 (2002).
[109] J. Santhanam and G. P. Agrawal, *Opt. Commun.* **222**, 413 (2003).
[110] J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, *Opt. Lett.* **25**, 25 (2000).
[111] J. M. Dudley, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte, R. S. Windeler, B. J. Eggleton, and S. Coen, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 765 (2002).
[112] A. Orgigosa-Blanch, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2567 (2002).
[113] G. Genty, M. Lehtonen, H. Ludvigsen, J. Broeng, and M. Kaivola, *Opt. Express* **10** 1083 (2002).
[114] K. Sakamaki, M. Nakao, M. Naganuma, and M. Izutsu, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **10**, 976 (2004).
[115] T. Schreiber, T. Andersen, D. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann, *Opt. Express* **13**, 9556 (2005).
[116] R. R. Alfano, Ed., *Supercontinuum Laser Source*, 2nd ed. (Springer, New York, 2006).

第5章 光 孤 子

在光纤的反常色散区,由于色散和非线性效应的相互作用,可产生一种非常引人注目的现象——光孤子。“孤子”(soliton)是一种特殊的波包,它可以传输很长距离而不变形。孤子在物理学的许多分支已得到广泛的研究,本章讨论的光纤中的孤子不仅具有基础理论研究价值,而且在光纤通信方面也有实际应用。本章将着重研究脉冲在光纤中 GVD 和 SPM 同等重要且必须同时考虑的区域中的传输问题。

5.1 节　考虑调制不稳定现象,表明由于存在自相位调制(SPM)这种非线性效应,连续波在光纤中的传输显示出固有的不稳定性,并导致光纤反常色散区脉冲序列的生成。

5.2 节　讨论逆散射法,该方法可以用来获得波传输方程的孤子解,基阶和高阶孤子的特性也将在这一节中讨论。

5.3 节　讨论光纤中的其他孤子形式,特别强调了暗孤子。

5.4 节　讨论外界微扰对孤子的影响,所涉及的微扰包括光纤损耗、孤子放大和光放大器引入的噪声。

5.5 节　重点讨论高阶非线性效应,如自变陡效应和脉冲内喇曼散射等。

5.1 调制不稳定性

许多非线性系统都表现出一种不稳定性,它是由非线性和色散效应之间的互作用导致的对稳态的调制。这种现象称为调制不稳定性(modulation instability),在 20 世纪 60 年代,其在流体力学[1]、非线性光学[2~4]和等离子体物理学[5~7]等领域已有研究。光纤中的调制不稳定性需要反常色散条件,这种不稳定性表现为将连续或准连续的辐射分裂成一列超短脉冲[8~27]。本节作为孤子理论的引言讨论光纤中的调制不稳定性。

5.1.1 线性稳定性分析

下面考虑连续波在光纤中的传输问题,出发点是简化的传输方程(2.3.45)。如果忽略光纤的损耗,那么此方程可写成

$$i\frac{\partial A}{\partial z}=\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial T^2}-\gamma|A|^2A \tag{5.1.1}$$

在有关孤子的文献中,此方程称为非线性薛定谔(NLS)方程。正如 2.3 节中所讨论的,$A(z,T)$表示光场包络的振幅,β_2 是 GVD 参量,γ 是引起 SPM 的非线性参量。在连续波情形下,振幅 A 在光纤的输入端 $z=0$ 处与 T 无关。假设$A(z,T)$在光纤中传输时仍保持与时间无关,很容易获得方程(5.1.1)的稳态解为

$$\bar{A}=\sqrt{P_0}\exp(i\phi_{\rm NL}) \tag{5.1.2}$$

式中,P_0 是 $z=0$ 处的入射功率,$\phi_{NL}=\gamma P_0 z$ 是 SPM 感应的非线性相移。式(5.1.2)表明,连续波在光纤中传输时除了获得一个与功率有关的相移(和由于光纤损耗引起的功率减小)外,保持不变。

然而,在得到这个结论之前,人们一定会问稳态解[见式(5.1.2)]在受到微扰时是否仍然稳定。为了回答这个问题,通过下式对该稳态引入微扰:

$$A=(\sqrt{P_0}+a)\exp(i\phi_{NL}) \tag{5.1.3}$$

下面利用线性稳定性分析检验微扰 $a(z,T)$ 的演化。将式(5.1.3)代入方程(5.1.1),并使 a 线性化,得到

$$i\frac{\partial a}{\partial z}=\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 a}{\partial T^2}-\gamma P_0(a+a^*) \tag{5.1.4}$$

该线性方程很容易在频域求解,然而由于a^*项,频率为 Ω 和 $-\Omega$ 的傅里叶分量发生耦合,因此方程的解应有以下形式:

$$a(z,T)=a_1\exp[i(Kz-\Omega T)]+a_2\exp[-i(Kz-\Omega T)] \tag{5.1.5}$$

式中,K 和 Ω 分别是微扰的波数和频率。式(5.1.4)和式(5.1.5)提供了两个关于 a_1 和 a_2 的齐次方程,这组方程仅当 K 和 Ω 满足色散关系:

$$K=\pm\tfrac{1}{2}|\beta_2\Omega|[\Omega^2+\mathrm{sgn}(\beta_2)\Omega_c^2]^{1/2} \tag{5.1.6}$$

时才具有一个非平凡解,其中 $\mathrm{sgn}(\beta_2)=\pm1$,具体正负取决于 β_2 的符号,

$$\Omega_c^2=\frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|}=\frac{4}{|\beta_2|L_{NL}} \tag{5.1.7}$$

非线性长度 L_{NL} 由式(3.1.5)定义,由于式(2.3.21)中的因子 $\exp[i(\beta_0 z-\omega_0 t)]$已提取出来,因此实际的微扰波数和频率应分别是 $\beta_0\pm K$ 和 $\omega_0\pm\Omega$。要记住这个因子,式(5.1.5)中的两项表示同时出现 $\omega_0+\Omega$ 和 $\omega_0-\Omega$ 两种不同的频率分量。后面将看到,当发生调制不稳定性时,这些频率分量对应于产生的两个频谱边带。

色散关系(5.1.6)表明,稳态的稳定性主要取决于光纤中传输的光波是处于光纤的正常群速度色散区还是反常群速度色散区。对于正常群速度色散的情形($\beta_2>0$),波数 K 对所有的 Ω 都为实数,并且该稳态在受到微扰时仍是稳定的。相反,对于反常群速度色散的情形($\beta_2<0$),K 在 $|\Omega|<\Omega_c$ 时变为虚数,微扰 $a(z,T)$随 z 指数增长[见式(5.1.5)],结果连续波解[见式(5.1.2)]在$\beta_2<0$时具有固有的不稳定性。这种不稳定性之所以称为调制不稳定性,是因为它导致连续波的自发时域调制,并将连续波转变成脉冲序列。在其他许多非线性系统中也产生类似的不稳定性,通常称之为自脉动不稳定性[28~31]。

5.1.2 增益谱

令 $\mathrm{sgn}(\beta_2)=-1$,$g(\Omega)=2\mathrm{Im}(K)$,利用式(5.1.6)可得到调制不稳定性的增益谱,式中因子 2 将 g 转化为功率增益。增益仅在$|\Omega|<\Omega_c$ 时存在,并由下式给出:

$$g(\Omega)=|\beta_2\Omega|(\Omega_c^2-\Omega^2)^{1/2} \tag{5.1.8}$$

图 5.1 给出了当光纤的 $\beta_2=-5\ \mathrm{ps^2/km}$ 时,在三个不同非线性长度(L_{NL}为 1 km,2 km 及 5 km 时)下的增益谱。作为一个实例,若取 1.55 μm 波长附近的 $\gamma=2\mathrm{W^{-1}/km}$,则功率为 100 mW 时非线性长度 $L_{NL}=5$ km。增益谱 $g(\Omega)$关于 $\Omega=0$ 对称,在 $\Omega=0$ 处为零。增益在由下式给出的两

频率处具有最大值：

$$\Omega_{\max} = \pm\frac{\Omega_c}{\sqrt{2}} = \pm\left(\frac{2\gamma P_0}{|\beta_2|}\right)^{1/2} \tag{5.1.9}$$

其最大值为

$$g_{\max} \equiv g(\Omega_{\max}) = \frac{1}{2}|\beta_2|\Omega_c^2 = 2\gamma P_0 \tag{5.1.10}$$

这里利用了 Ω_c 与 P_0 的关系式(5.1.7)。峰值增益与 GVD 参量 β_2 无关，但它随入射功率线性增加，使 $g_{\max}L_{\mathrm{NL}}=2$。

在推导式(5.1.8)的过程中，忽略了光纤损耗参量 α 对调制不稳定性增益的影响。光纤损耗的主要影响是，由于功率沿光纤逐渐减小，因此增益也逐渐减小[9~11]。实际上，此时式(5.1.8)中的 Ω_c 应由 $\Omega_c\exp(-\alpha z/2)$ 代替。只要 $\alpha L_{\mathrm{NL}}<1$，就仍会发生调制不稳定性。如果一开始用方程(2.3.43)代替方程(5.1.1)，则高阶色散效应和高阶非线性效应，如自变陡和脉冲内喇曼散射，也可包括在内[14~16]。三阶色散 β_3(或任意奇数阶色散项)并不影响调制不稳定性的增益谱，自变陡的主要影响是减小增长率并使图 5.1 中产生增益的频率范围减小。

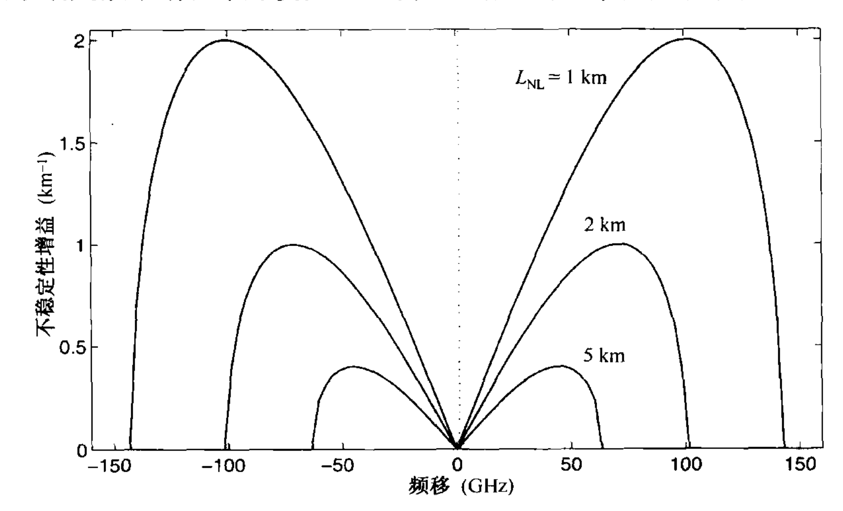


图 5.1　功率为 P_0 的连续光入射到 $\beta_2=-5\ \mathrm{ps^2/km}$ 的光纤中时，非线性长度 $L_{\mathrm{NL}}=(\gamma P_0)^{-1}$ 取不同值时的调制不稳定性增益谱

正如将要在第 10 章中讨论的，调制不稳定性可以解释为由 SPM 实现相位匹配的四波混频过程。如果一束频率为 $\omega_1=\omega_0+\Omega$ 的探测波与频率为 ω_0 的连续波(泵浦波)同时在光纤中传输，那么只要 $|\Omega|<\Omega_c$，探测波将获得一个由式(5.1.8)给出的净功率增益。从物理意义上讲，由两个强泵浦光子产生另外两个不同的光子，其中一个是频率为 ω_1 的探测光子，另一个是频率为 $2\omega_0-\omega_1$ 的闲频光子。这种探测波与强泵浦波一起入射的情形有时称为感应调制不稳定性。

即使只有泵浦波本身在光纤中传输，调制不稳定性也能导致连续波自发分裂成周期性的脉冲序列。在这种情况下，噪声光子(真空涨落)起到探测波的作用，并被调制不稳定性提供的增益放大[27]。由于最大的增益发生在频率 $\omega_0\pm\Omega_{\max}$ 处，$\Omega_{\max}$ 由式(5.1.9)给出，这些频率分量得到最大的放大，所以自发(spontaneous)调制不稳定性的一个明显的特征是，在中心频率 ω_0 两边的 $\pm\Omega_{\max}$ 处产生两个对称的频谱边带。在时域中，连续波转变为一个周期性的脉冲序列，其周期为 $T_m=2\pi/\Omega_{\max}$。

如前所述,调制不稳定性通常仅发生在光纤的反常色散区。人们可能想知道,在一定条件下,在光纤正常色散区能否发生调制不稳定性。已经证明,当两束波长不同或正交偏振的光同时传输,产生了交叉相位调制时,即使在光纤正常色散区也能发生调制不稳定性,这种情形将在第6章和第7章中讨论。若介质响应缓慢,即使是单个连续波在正常色散介质中也会变得不稳定[24]。如果光纤有两个零色散波长,那么也会在 $\beta_2>0$ 时发生调制不稳定性,色散平坦光纤就属于这种情形[25];采用细纤芯显著改变其色散特性的锥形光纤或其他微结构光纤,也属于这种情形[26]。在这些光纤中,调制不稳定性的增益谱甚至在反常色散情形下呈现出第二个峰。

5.1.3 实验结果

光纤反常色散区的调制不稳定性最早是在下面的实验中观察到的[12],工作在 1.319 μm 的 Nd:YAG 激光器产生的 100 ps(指的是 FWHM)脉冲通过一段 $\beta_2\approx-3\ \text{ps}^2/\text{km}$ 的 1 km 长光纤传输。图 5.2 是峰值功率 $P_0=7.1$ W 时在光纤输出端测量到的自相关迹和频谱。频谱边带的位置与式(5.1.9)的预期一致,而且自相关迹中振荡峰之间的间隔也正如理论预期的与 $\Omega_{\max}$ 成反比,在图 5.2 中看到的次频谱边带也与考虑到泵浦消耗效应时的理论预期一致。在这个实验中,为避免受激布里渊散射,必须用 100 ps 的脉冲而不是连续波(见第 9 章)。可是由于调制周期约为 1 ps,所以相对较宽的 100 ps 输入脉冲仍能满足观察调制不稳定性的准连续条件。

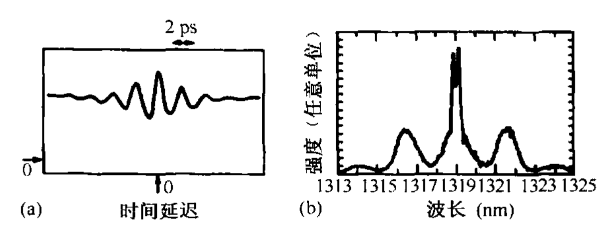


图 5.2　100 ps 的输入脉冲在 1 km 长光纤输出端的自相关迹和频谱,谱线对应的输入峰值功率为7.1 W[12]

在一个相关的实验中,将一束弱连续探测波和强泵浦脉冲同时入射到光纤中,以感应调制不稳定性[13]。探测波是从一台单纵模运转的半导体激光器获得的,其波长可在泵浦波长附近的几纳米范围内调谐。连续探测波 0.5 mW 的功率与 $P_0=3$ W 的泵浦脉冲峰值功率相比是非常小的,然而由于它的出现,导致每个泵浦脉冲分裂成一个周期性的脉冲序列,其周期反比于泵浦波和探测波之间的频率差,而且周期可以通过改变探测激光器的波长来调节。图 5.3 给出了两个不同探测波长下的自相关迹。由于观察到的脉冲宽度小于 1 ps,所以此技术可以用来产生亚皮秒脉冲,而且重复频率可以通过改变探测波长来控制。

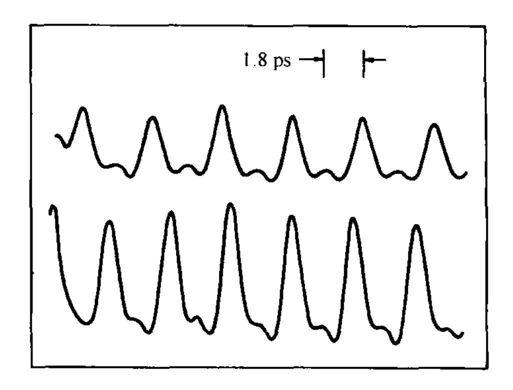


图 5.3　自相关迹表明在两个不同探测波长上感应了调制不稳定性,通过调节产生探测波的半导体激光器的波长可改变调制周期[13]

当使用脉宽小于 100 ps 的光脉冲时,调制不稳定性可通过自相位调制产生。如果 SPM 感应的频谱展宽足够大,以至于超过 $\Omega_{\max}$,则 SPM 产生的 $\Omega_{\max}$ 附近的频率分量可起到探测波的作用,并通过调制不稳定性放大,这一现象称为 SPM 感应调制不稳定性。用式(4.1.10)中的 $\delta\omega_{\max}$

并使 $\Omega_{\max} \approx \delta\omega_{\max}$，可以估计谱宽接近 $\Omega_{\max}$ 时的光纤长度。对于高斯脉冲的情形，当

$$L \approx (2L_D L_{\mathrm{NL}})^{1/2} \tag{5.1.11}$$

时，这一条件就会满足，其中 $L_D = T_0^2/|\beta_2|$ 是 3.1 节引入的色散长度。方程(5.1.1)的数值解证实了 SPM 确实能够感应调制不稳定性[17]，特别是输入脉冲在频率 $\Omega_{\max}/2\pi$ 处产生深度调制，并在此频率处频谱出现边带。这种 SPM 感应调制不稳定性也已在实验中观察到[17]。

5.1.4　超短脉冲产生

方程(5.1.1)稳态解的线性稳定性分析，仅仅提供了弱微扰随式(5.1.8)给出的功率增益的初始指数增长。显然，这种指数增长不可能无限地持续下去，因为频率分量 $\omega_0 \pm \Omega$ 的增长是以频率为 ω_0 的泵浦波的消耗为代价的。另外，边带 $\omega_0 \pm \Omega$ 最终变得足够强，微扰也变得足够大，线性稳定性分析不再适用。调制态的演化由非线性薛定谔方程(5.1.1)决定，解该方程的一个简单方法是像处理 FWM 问题那样，在频域内求解[23]，这个问题将在第 10 章中详细讨论。这种方法的主要缺点是，不能处理位于 $\omega_0 \pm m\Omega(m = 2,3,\ldots)$ 的高阶边带产生问题，而当一阶边带($m = 1$)变强时，这些高阶边带的产生是不可避免的。

用时域方法可以直接求解 NLS 方程。对于加在连续波上的弱正弦调制情形，方程(5.1.1)的数值解表明，此连续波逐渐演化为以原有调制周期为间隔的短脉冲序列[8]。得到如此短的脉冲序列所需的光纤长度取决于初始调制深度，典型的长度约为 $5L_D$。继续传输时，多峰结构将产生畸变，最后又回到初始输入波形。对于稳态的任意周期调制情况，通过解方程(5.1.1)发现上述行为具有普遍性[32]。以上情形表明，NLS 方程应存在周期解，其解的形式随传输距离变化。确实，NLS 方程的解是一个由周期解组成的多参量族[32~39]，它们的通解常以雅可比椭圆函数的形式表示，而对于一些特殊情形，其解可以用三角函数和双曲函数表示[36]。

从实用的角度考虑，调制不稳定性可用于产生短光脉冲序列，其重复频率可由外部控制。早在 1989 年，利用调制不稳定性就产生了重复频率为 2 THz 的 130 fs 脉冲[40]，从此这项技术就用于产生周期性超短脉冲序列，其重复频率比从锁模激光器所得脉冲的重复频率高得多。为此目的，一些实验采用了色散渐减光纤(dispersion-decreasing fiber，DDF)[41~43]，在这些实验中，通过两光信号的拍频施加于初始正弦调制。在 1992 年的一个实验中[42]，两台工作在连续状态且在 1.55 μm 附近波长略有不同的分布反馈(distributed feedback，DFB)半导体激光器的输出在光纤耦合器中复合，产生一个频率等于拍频的正弦调制信号，通过控制激光器的温度，频率可在 70~90 GHz 范围内调谐。在后来的实验中[43]，产生了重复频率在 80~120 GHz 可调的 250 fs 脉冲。具体实验方案是，利用光纤放大器将由两台 DFB 激光器得到的拍信号放大到约为 0.8 W，然后在 1.6 km 长的 DDF 中传输，其中 DDF 的 GVD 从 10 ps/(km·nm)减至 0.5 ps/(km·nm)。图 5.4 给出了重复频率为 114 GHz 的输出脉冲序列(脉宽 250 fs)和对应的频谱，由图可见频谱发生红移，这是因为对于如此短的脉冲，脉冲内喇曼散射的影响已比较大(见 5.5.4 节)。

就通过调制不稳定性产生脉冲序列而言，色散渐减光纤的使用并非是不可或缺的。在一个有趣的实验[44]中，将高色散与低色散光纤分段交接，产生梳状色散分布曲线。用双频光纤激光器产生以等于纵模间隔(59 GHz)的频率调制的高功率信号，当这种调制信号入射到梳状色散光纤中时，就会输出重复频率为 59 GHz 的 2.2 ps 脉冲序列。在另一个实验中[45]，将高功率拍信号入射到 5 km 长的色散位移光纤中，产生了重复频率为 123 GHz 的 1.3 ps 周期性脉冲序列，实验结果与基于 NLS 方程的数值模拟结果非常一致。

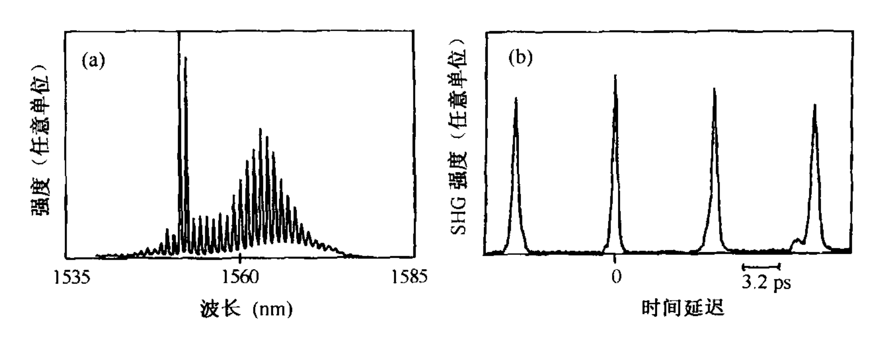


图 5.4 通过调制不稳定性产生的 114 GHz 脉冲序列的(a) 频谱和(b) 自相关迹。两个频谱主峰分别对应人射到1.6 km长色散渐减光纤中的两束连续波[43]

以上方法的主要问题是,脉冲序列的建立需要相对长的光纤(约为 5 km)和相对高的人射功率(约为 100 mW)。这一问题可以通过将光纤封入谐振腔内解决,调制不稳定性提供的增益可以将这种器件变成自脉动激光器。早在 1988 年,就采用环形腔结构通过调制不稳定性产生脉冲序列[46],此后,发生在谐振腔内的调制不稳定性就引起了人们的极大关注[47~51]。对于法布里-珀罗(Pabry-Perot)谐振腔,数学处理比较麻烦,因为对于两个反向传输的光场,必须采用一组耦合 NLS 方程处理。已经证明,由于腔镜提供的反馈,调制不稳定性甚至可以发生在光纤正常色散区[48],而且在光纤-空气界面产生的相当小的反馈(约为 4%)就足以激发调制不稳定性[49],结果实际上不用任何腔镜就可以制造出自脉动光纤激光器。数值和解析结果均表明,利用功率约为 10 mW 的连续泵浦波,就可以通过这种激光器产生重复频率在 THz 范围的超短脉冲序列[50]。

5.1.5 调制不稳定性对光波系统的影响

调制不稳定性会影响用光放大器对光纤损耗进行周期性补偿的光通信系统的性能[52~63]。早在 1990 年,计算机模拟就表明,调制不稳定性对采用非归零(nonreturn-to-zero, NRZ)码格式进行数据传输的系统是一个限制因素[52],此后人们从数值模拟和实验两方面对调制不稳定性的影响进行了研究[59]。从物理意义上讲,放大器的自发辐射能提供种子光,进而通过感应调制不稳定性形成频谱边带,结果信号频谱被充分展宽,由于 GVD 感应的光脉冲展宽与其带宽有关,这种效应将使系统性能劣化。一个 10 Gbps 的光波系统的实验结果表明[58],在传输距离仅 455 km 时就造成了系统性能的严重劣化[58]。正如我们所预期的,当利用色散补偿光纤(dispersion-compensating fiber, DCF)对 GVD 进行部分补偿时,系统性能得到了改善。

光放大器的使用能通过另一种机制引起调制不稳定性并产生附加边带,边带里的噪声无论是在光纤正常色散区,还是在反常色散区,都会被放大[53]。这种新机制的根源在于平均功率 P_0 沿光纤链路出现周期性锯齿样的变化。为了更清楚地理解其物理意义,可查看式(5.1.4),由于其中的 γP_0 项变成 z 的周期函数,所以 P_0 的周期性变化等效于制造了一个非线性折射率光栅,光栅周期等于放大器间距,典型值为 50~80 km。这种长周期光栅为位于 $\omega_0+\Omega$ 和 $\omega_0-\Omega$ 的两个边带提供了一种新的耦合机理,并当微扰频率 Ω 满足布拉格条件时,两个边带就会生成。

将 5.1.1 节中的分析做一延伸,就可以将 P_0 的周期性变化包括在内。用 $P_0 f(z)$ 代替式(5.1.4)中的 P_0,其中 $f(z)$ 是一个周期函数。将 $f(z)$ 按傅里叶级数展成 $f(z)=\sum c_m \exp(2\pi imz/L_A)$ 的形式,则增益峰值处的频率为[53]

$$\Omega_m = \pm\left(\frac{2\pi m}{\beta_2 L_A}-\frac{2\gamma P_0 c_0}{\beta_2}\right)^{1/2} \tag{5.1.12}$$

式中，整数 m 代表布拉格衍射级数，L_A 是放大器间距(光栅周期)，傅里叶系数 c_m 与光纤损耗 α 的关系为

$$c_m = \frac{1-\exp(-\alpha L_A)}{\alpha L_A + 2im\pi} \tag{5.1.13}$$

当没有光栅或 $m=0$ 时，Ω_0 仅对反常色散存在，与式(5.1.9)一致；而当 $m\neq 0$ 时，即使在正常色散区($\beta_2>0$)，调制不稳定性边带也可以产生。此行为从物理意义上可以理解为，当 $m\neq 0$ 时，非线性折射率光栅有助于满足四波混频所必需的相位匹配条件。

随着波分复用(wavelength-division multiplexing, WDM)技术的出现，色散管理技术被普遍采用，它通过周期性色散图从总体上降低 GVD，而在局部 GVD 则保持较高值。β_2 的周期性变化形成另一个光栅，从而显著影响调制不稳定性。从数学意义上讲，这种情况与前面讨论过的情形类似，只是方程(5.1.4)中的 β_2(而不是 P_0)变成了 z 的周期函数。调制不稳定性的增益谱也用类似方法得到[57]。β_2 光栅不但产生新的边带，而且影响在图 5.1 中所看到的增益谱。在强色散管理情况下(相对大的 GVD 变化)，调制不稳定性增益的峰值和带宽均减小，这表明系统受调制不稳定性感应的噪声放大的影响不是很大。

对于一个由损耗 $\alpha=0.22$ dB/km，色散 $D=16$ ps/(km·nm)和非线性参量 $\gamma=1.7\ \mathrm{W^{-1}/km}$ 的标准光纤构成的间距为 100 km 的 1000 km 光波系统，图 5.5 给出了色散补偿对调制不稳定性增益谱的影响[61]。在每段链路的末端用放大器补偿该段链路的总损耗，当未对色散进行补偿时，频谱呈现出多条边带；当在每段链路后对 95%的色散进行补偿时，如曲线(a)所示，链路平均色散为 0.8 ps/(km·nm)，此时这些边带得到抑制，而且峰值增益显著减小；如曲线(b)所示，当光波系统链路由 $D=0.8$ ps/(km·nm)的均匀色散光纤构成时，调制不稳定性增益大得多。

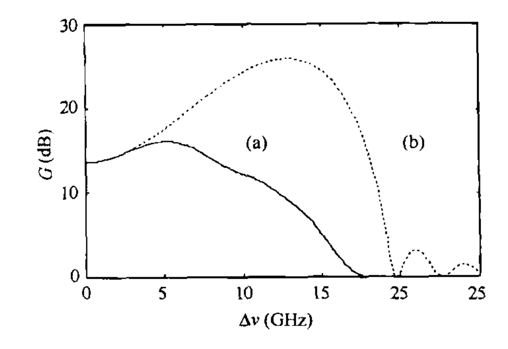


图 5.5 (a) 对于 1000 km 长的光纤链路，当 95%的色散得到补偿且平均色散 $D=0.8$ ps/(km·nm)时预期的增益谱；(b) $D=0.8$ ps/(km·nm)的均匀色散光纤链路的增益谱[61]

调制不稳定性在几个方面影响 WDM 系统的性能。研究表明，四波混频的共振增强对 WDM 系统有害，特别是当信道间隔接近调制不稳定性增益最强的频率时，它使系统性能明显劣化[60]。积极的一面是，这种共振增强能用于低功率且高效的波长变换[64]。另外，由于在 $|\beta_2|=0$ 附近不稳定增益变得相当小，因此调制不稳定性还可以用于测量零色散波长沿光纤的分布[65]。正如将在 11.1.4 节中讨论的，调制不稳定性还可以用来推算非线性参量 γ 的值[66]。

5.2 光孤子

光纤反常 GVD 区调制不稳定性的发生，暗示方程(5.1.1)在 $\beta_2<0$ 时有根本不同的特性。已经证明，此方程具有特殊的类脉冲解，这些解或者不沿光纤长度变化，或者具有周期性演化图样，这样的解称为光孤子。实际上，孤子的历史可以追溯到 1834 年，在这一年 Scott Russell 观察到有一大片水在河道内能无形变地传输几千米，下面是他在 1844 年出版的报告中的记载[67]。

我正观察着由两匹马拖着的小船沿狭窄的河道快速运动,突然小船停了下来——但在河道中运动着的一大片水并未停下来,而是以漩涡方式在船头聚集,然后突然把小船抛在后面,高速向前运动。设想这样一个大的孤立的场景:一片圆形、光滑且轮廓分明的水体,沿河道一直向前运动,很明显其形状保持不变,速度也不会减小。我骑马追踪并赶上它,它仍然以每小时 8 或 9 英里①的速度向前运动,同时保持约 30 英尺②长的初始形状,但其高度逐渐减小,运动 1 或 2 英里后才在河道弯曲处消失。这样在 1834 年 8 月,我第一次看到了这种奇异的美丽现象,并把它称为波的平移。

这种波后来称为孤立波,直到逆散射法得到发展以后,人们才得以完全理解孤立波的特征[68]。术语"孤子"(soliton)是 1965 年杜撰出来的,目的是为了反映这些孤立波的类粒子本性,即在相互碰撞后能不受影响[69]。从此,人们在包括光学在内的很多物理学分支中都发现了孤子,并对其进行了研究[70~75]。在光纤领域,1973 年首次提出将孤子用于光通信[76]。到 1999 年,利用光孤子已经完成了几个现场实验[77]。近年来,"孤子"一词已经变得如此流行,以至于在 Internet 上寻找,会命中数千次。类似地,科学数据库揭示,每年发表的在题目中出现"孤子"一词的研究论文达数百篇。需要强调的是,在现代光学文献里,孤子和孤立波之间并非经常加以区分,将所有孤立波称为孤子是非常普遍的现象。

5.2.1 逆散射法

只有某些非线性波方程才能够用逆散射法求解[70],非线性薛定谔方程(5.1.1)就属于这类特殊的方程。1971 年 Zakharov 和 Shabat[78] 用逆散射法求解了非线性薛定谔方程,这种方法实质上与通常用于解线性偏微分方程的傅里叶变换法类似。逆散射法是将所研究的问题视为一个适当的散射问题,其势就是所要寻找的解。具体方法是,用 $z=0$ 处的入射场得到初始的散射数据,然后通过解线性散射问题确定其沿 z 方向的演化,再由演化的散射数据重构传输场。因为逆散射法的细节可在许多参考文献中查到[70~75],在此仅做简单介绍。

与第 4 章类似,为使方程(5.1.1)归一化,引入三个无量纲变量

$$U=\frac{A}{\sqrt{P_0}} \qquad \xi=\frac{z}{L_D} \qquad \tau=\frac{T}{T_0} \tag{5.2.1}$$

从而得到

$$i\frac{\partial U}{\partial \xi}=\mathrm{sgn}(\beta_2)\frac{1}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2}-N^2|U|^2U \tag{5.2.2}$$

式中,P_0 是脉冲峰值功率,T_0 是入射脉冲宽度,参量 N 定义为

$$N^2=\frac{L_D}{L_{\mathrm{NL}}}=\frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \tag{5.2.3}$$

色散长度 L_D 和非线性长度 L_{NL} 由式(3.1.5)定义。本节忽略了光纤损耗,但在后面会将其包括在内。通过引入

$$u=NU=\sqrt{\gamma L_D}A \tag{5.2.4}$$

可以消去方程(5.2.2)中的参量 N,该方程变成下面的非线性薛定谔方程的标准形式:

① 1 英里 = 1.6093 km——编者注。

② 1 英尺 = 0.3048 m——编者注。

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2u=0 \tag{5.2.5}$$

在反常 GVD 情形下，$\text{sgn}(\beta_2)=-1$；而正常 GVD 情形将在下节讨论。注意，方程(5.2.5)有个重要的比例关系成立，即如果 $u(\xi,\tau)$是此方程的一个解，则 $\epsilon u(\epsilon^2\xi,\epsilon\tau)$也是此方程的一个解，其中 ϵ 是一个任意的比例因子。这个比例关系的重要性将在后面显现出来。

在逆散射法中，与方程(5.2.5)相联系的散射问题是[71]

$$i\frac{\partial v_1}{\partial \tau}+uv_2=\zeta v_1 \tag{5.2.6}$$

$$i\frac{\partial v_2}{\partial \tau}+u^*v_1=-\zeta v_2 \tag{5.2.7}$$

式中，v_1 和 v_2 是被势场 $u(\xi,\tau)$散射的两波的振幅，ζ 是本征值，它与在标准傅里叶分析中的频率所扮演的角色类似，只是当 $u\neq0$ 时，ζ 能够取复数值。如果注意到在无势场($u=0$)时，v_1 和 v_2 以 $\exp(\pm i\zeta\tau)$变化，就容易看出这一特点。

方程(5.2.6)和方程(5.2.7)适用于所有 ζ 值，在逆散射法中，首先在 $\xi=0$ 时求解。对于一个已知的初始形式的 $u(0,\tau)$，通过解方程(5.2.6)和方程(5.2.7)可以得到初始的散射数据。直接散射问题可由反射系数 $r(\zeta)$来表征，此系数的作用类似于傅里叶分析中的傅里叶系数。束缚态(孤子)的形成对应于 $r(\zeta)$在复数 ζ 平面内的极点。这样，初始的散射数据由反射系数 $r(\zeta)$、复数极点 ζ_j 及留数 c_j 组成，如果存在 N 个这样的极点，则 $j=1\sim N$。尽管式(5.2.3)中的 N 并不要求一定是整数，但同样的符号用来表示极点的个数时，其整数值决定了极点的个数。

利用众所周知的方法可以得到散射数据沿光纤的演化[70]。用逆散射法由演化的散射数据可以重构所要的解 $u(\xi,\tau)$。一般情况下需要解复杂的线性积分方程，故这一步在数学上非常麻烦。然而，对于初始势 $u(0,\tau)$时 $r(\zeta)$变为零的这种特殊情况，解 $u(\xi,\tau)$可以通过解一组代数方程得到，这种情况对应于孤子的情形。孤子阶数由极点数目 N 或本征值 $\zeta_j(j=1\sim N)$表征，其通解为[78]

$$u(\xi,\tau)=-2\sum_{j=1}^{N}\lambda_j^*\psi_{2j}^* \tag{5.2.8}$$

式中，

$$\lambda_j=\sqrt{c_j}\exp(i\zeta_j\tau+i\zeta_j^2\xi) \tag{5.2.9}$$

ψ_{2j}^* 通过解下列一组线性代数方程获得：

$$\psi_{1j}+\sum_{k=1}^{N}\frac{\lambda_j\lambda_k^*}{\zeta_j-\zeta_k^*}\psi_{2k}^*=0 \tag{5.2.10}$$

$$\psi_{2j}^*-\sum_{k=1}^{N}\frac{\lambda_j^*\lambda_k}{\zeta_j^*-\zeta_k}\psi_{1k}=\lambda_j^* \tag{5.2.11}$$

本征值 ζ_j 一般为复数($2\zeta_j=\delta_j+i\eta_j$)。从物理意义上讲，实数部分 δ_j 使孤子的第 j 个分量的群速度发生变化，为了使 N 阶孤子保持束缚态，所有分量必须以相同的群速度传输，即所有本征值 ζ_j 都位于平行于虚轴的一条直线上，也就是对于所有 j，有 $\delta_j=\delta$。这一特点也使式(5.2.9)给出的通解大大简化。后面将看到，参量 δ 表示孤子相对于载频 ω_0 产生的频移。

5.2.2 基阶孤子

基阶孤子($N=1$)对应于单个本征值的情形,之所以称为基阶孤子是因为其形状在传输过程中保持不变。令 $j=k=1$,可以从式(5.2.8)至式(5.2.11)得到基阶孤子的场分布。注意,$\Psi_{21}=\lambda_1(1+|\lambda_1|^4/\eta^2)^{-1}$,将其代入式(5.2.8)可得

$$u(\xi,\tau)=-2(\lambda_1^*)^2(1+|\lambda_1|^4/\eta^2)^{-1} \tag{5.2.12}$$

用式(5.2.9)表示 λ_1,并结合 $\zeta_1=(\delta+i\eta)/2$,以及通过 $-c_1/\eta=\exp(\eta\tau_s-i\phi_s)$引入参量 τ_s 和 ϕ_s,可以得到下面基阶孤子的一般形式:

$$u(\xi,\tau)=\eta\,\mathrm{sech}[\eta(\tau-\tau_s+\delta\xi)]\exp[i(\eta^2-\delta^2)\xi/2-i\delta\tau+i\phi_s] \tag{5.2.13}$$

式中,η,δ,τ_s 和ϕ_s 是表示孤子特征的 4 个任意参量。这样,光纤支持一个四参量族的基阶孤子,这 4 个参量共同满足条件 $N=1$。

从物理意义上讲,4 个参量 η,δ,τ_s 和ϕ_s 分别表示孤子振幅、频率、位置和相位,由于常数绝对相位没有任何物理意义,相位ϕ_s 可以不在讨论之列。但后面讨论一对孤子间的非线性互作用时,就要考虑此参量。参量 τ_s 表示孤子峰值位置,若适当选择时间起点使 $\xi=0$ 时峰值位于 $\tau=0$,则可设 $\tau_s=0$,因此 τ_s 也可以略去。从式(5.2.13)中的相位因子也可以清楚地看到,参量 δ 表示孤子相对载频 ω_0 的频移,利用载频部分 $\exp(-i\omega_0 t)$,新频率变为 $\omega_0'=\omega_0+\delta/T_0$,注意频移还改变了孤子速度,使之偏离初始速度值 v_g。将 $\tau=(t-\beta_1 z)/T_0$ 代入式(5.2.13)并写成

$$|u(\xi,\tau)|=\eta\,\mathrm{sech}[\eta(t-\beta_1' z)/T_0] \tag{5.2.14}$$

可以更清楚地看到这一点,式中 $\beta_1'=\beta_1+\delta|\beta_2|/T_0$。正如从物理学的角度所预期的,群速度($v_g=1/\beta_1$)的改变是光纤色散的结果。

适当选取载频,可以从式(5.2.13)中消去频移量,这样基阶孤子可以用单参量族描述为

$$u(\xi,\tau)=\eta\,\mathrm{sech}(\eta\tau)\exp(i\eta^2\xi/2) \tag{5.2.15}$$

式中,参量 η 不仅决定了孤子振幅,而且决定了孤子宽度。在实数单位中,孤子宽度以 T_0/η 随 η 变化,也就是说,反比于孤子振幅。孤子振幅和宽度的这种反比关系是孤子最重要的特征,相关内容将在后面介绍。选取 $u(0,0)=1$,这样 $\eta=1$,从式(5.2.15)可得到基阶孤子的标准形式为

$$u(\xi,\tau)=\mathrm{sech}(\tau)\exp(i\xi/2) \tag{5.2.16}$$

将上式直接代入方程(5.2.5),可以证明这确实是 NLS 方程的解。

不用逆散射法,通过直接求解 NLS 方程也可以得到式(5.2.16)给出的解。这种方法假定 NLS 方程存在一个形状可保持的解,其形式为

$$u(\xi,\tau)=V(\tau)\exp[i\phi(\xi,\tau)] \tag{5.2.17}$$

式中,V 与 ξ 无关,式(5.2.17)表示在传输过程中形状能保持不变的基阶孤子。相位ϕ取决于 ξ 和 τ。若将式(5.2.17)代入方程(5.2.5),并将其实部和虚部分离,可以得到关于 V 和ϕ的两个方程。相位方程表明,ϕ应采取$\phi(\xi,\tau)=K\xi-\delta\tau$ 的形式,其中 K 和 δ 是常数。若取 $\delta=0$(无频移),则会发现 $V(\tau)$满足

$$\frac{\mathrm{d}^2V}{\mathrm{d}\tau^2}=2V(K-V^2) \tag{5.2.18}$$

在方程两边乘以 $2(\mathrm{d}V/\mathrm{d}\tau)$，并在 τ 上积分，可得

$$(\mathrm{d}V/\mathrm{d}\tau)^2 = 2KV^2 - V^4 + C \tag{5.2.19}$$

式中，C 是积分常数。利用边界条件，即 $|\tau| \to \infty$ 时，V 和 $\mathrm{d}V/\mathrm{d}\tau$ 均为零，故 $C=0$。常数 K 由孤子峰值处 $V=1$ 和 $\mathrm{d}V/\mathrm{d}\tau=0$ 的条件决定，并假定出现在 $\tau=0$ 处，由此可得 $K=\frac{1}{2}$，于是 $\phi=\xi/2$。对方程(5.2.19)简单积分，可得 $V(\tau)=\mathrm{sech}(\tau)$。通过这个简单的方法，同样得到了式(5.2.16)给出的解。

在光纤范畴，解(5.2.16)表明，如果脉宽 T_0 和峰值功率 P_0 满足式(5.2.3)中的 $N=1$ 的一个双曲正割脉冲，入射到理想的无损耗光纤中，脉冲将无畸变地传输，在任意长的距离上都不会改变其形状。正是基阶孤子的这一特性，使其对光纤通信系统具有较大吸引力[76]。令式(5.2.3)中的 $N=1$，可得到维持基阶孤子所需的峰值功率为

$$P_0 = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2} \approx \frac{3.11\,|\beta_2|}{\gamma T_{\mathrm{FWHM}}^2} \tag{5.2.20}$$

式中，孤子的半极大全宽度(FWHM)利用式(3.2.22)给出的 $T_{\mathrm{FWHM}} \approx 1.76T_0$ 定义。对于色散位移光纤，1.55 μm 附近的典型值为 $\beta_2=-1\ \mathrm{ps^2/km}$，$\gamma=3\ \mathrm{W^{-1}/km}$，当 $T_0=1$ ps 时 P_0 约为 1 W；因为峰值功率 P_0 正比于 T_0^{-2}，当 $T_0=10$ ps 时 P_0 降至仅 10 mW。因此，即使对于 20 Gbps 的相对高的比特率，在半导体激光器所能达到的功率水平下也能在光纤中形成基阶孤子。

5.2.3　高阶孤子

高阶孤子也由式(5.2.8)给出的通解描述。本征值 η_j 和留数 c_j 的不同组合一般将导致孤子形式变化无穷。假定孤子关于 $\tau=0$ 是对称的，留数和本征值有以下关系[79]：

$$c_j = \frac{\prod_{k=1}^{N}(\eta_j+\eta_k)}{\prod_{k\neq j}^{N}|\eta_j-\eta_k|} \tag{5.2.21}$$

这一条件选出所有可能的孤子的一个子集，在这一子集中，在 $\xi=0$ 处初始形状如下的孤子特别重要：

$$u(0,\tau) = N\,\mathrm{sech}(\tau) \tag{5.2.22}$$

式中，孤子阶数 N 是整数。由式(5.2.3)可得到发射 N 阶孤子所需的峰值功率，它是基阶孤子所需功率的 N^2 倍。对于二阶孤子($N=2$)，由式(5.2.8)至式(5.2.11)可得到其场的分布。通过选取本征值 $\zeta_1=i/2$ 和 $\zeta_2=3i/2$，可得到二阶孤子的场分布为[80]

$$u(\xi,\tau) = \frac{4[\cosh(3\tau)+3\exp(4i\xi)\cosh(\tau)]\exp(i\xi/2)}{[\cosh(4\tau)+4\cosh(2\tau)+3\cos(4\xi)]} \tag{5.2.23}$$

此解的一个有趣特征是，$|u(\xi,\tau)|^2$ 是 ξ 的周期函数，其周期为 $\xi_0=\pi/2$，实际上所有高阶孤子都具有周期性。利用式(5.2.1)的定义 $\xi=z/L_D$，实数单位中的孤子周期为

$$z_0 = \frac{\pi}{2}L_D = \frac{\pi}{2}\frac{T_0^2}{|\beta_2|} \approx \frac{T_{\mathrm{FWHM}}^2}{2|\beta_2|} \tag{5.2.24}$$

三阶孤子在一个孤子周期内的周期性演化如图 5.6(a)所示。当脉冲在光纤中传输时，开始时脉冲宽度变窄，然后在 $z_0/2$ 处分裂成两个不同的脉冲，在孤子周期 $z=z_0$ 处又恢复成原来的形状。此过程在每个长度段 z_0 内重复进行。

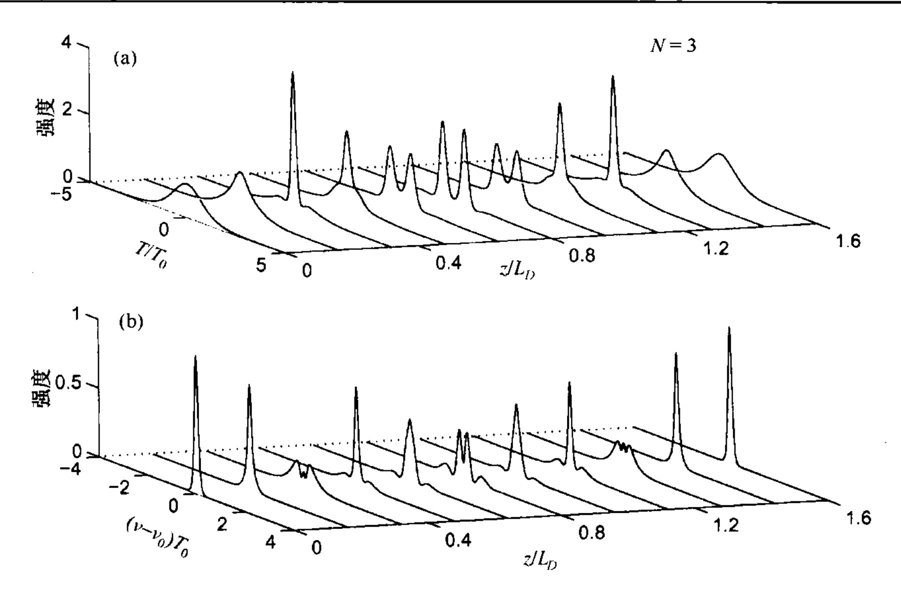


图 5.6 三阶孤子在一个孤子周期上的(a) 时域和(b) 频域演化。注意，脉冲在 $z/L_D=0.5$ 附近发生分裂，最终恢复孤子的初始形态

观察图 5.6(b)所示的三阶孤子的频域演化，对从物理意义上理解高阶孤子的周期性演化的起因是有帮助的。SPM 和 GVD 之间的互作用导致了脉冲在时域和频域上的变化，SPM 产生一个正的频率啁啾，使孤子的前沿相对中心频率产生红移，孤子的后沿产生蓝移。从图 5.6(b)可清楚地看到，在 $z/L_D=0.32$ 处 SPM 产生具有典型振荡结构的频谱展宽。当不考虑 GVD 效应时，脉冲的形状保持不变。然而由于脉冲具有正啁啾，反常 GVD 将压缩脉冲(见 3.2 节)。因为啁啾仅仅在脉冲的中央部分近似为线性的，所以仅脉冲的中央部分变窄，但脉冲中央部分强度的迅速增加将导致频谱发生很大变化，如图 5.6(b)中 $z/L_D=0.48$ 处的频谱所示。正是 GVD 和 SPM 的这种相互作用，导致图 5.6(a)所示的时域演化图样。

对于基阶孤子($N=1$)，GVD 和 SPM 互相平衡，这样脉冲的形状和频谱沿光纤长度方向都不发生变化。而对于高阶孤子，一开始 SPM 起主要作用，但是 GVD 很快就起作用，并且导致图 5.6 所示的脉冲窄化。孤子理论表明，当一个脉冲是双曲正割形并具有式(5.2.3)给定的峰值功率时，GVD 和 SPM 两种效应的共同作用使脉冲发生周期性的演化，并在式(5.2.24)给出的孤子周期的整数倍处恢复到其初始形状。对于标准石英光纤，1.55 μm 波长附近的典型色散值 $\beta_2=-20\ \mathrm{ps^2/km}$，若 $T_0=1$ ps，则孤子周期约为 80 m；由于孤子周期与 T_0^2 成正比，当 $T_0=10$ ps 时，孤子周期变为 8 km。对于 $\beta_2\approx-2\ \mathrm{ps^2/km}$ 的色散位移光纤，在相同的 T_0 值下，z_0 将增大一个数量级。

5.2.4 实验验证

早在 1973 年，Hasegawa 和 Tappert 就提出了在光纤中形成孤子的可行性[76]，可是由于缺乏波长大于 1.3 μm 的合适的皮秒光脉冲，直到 1980 年才开始通过实验观察光纤中孤子的形成。在首次于光纤中观察到孤子的实验中[81]，利用一台锁模色心激光器获得 1.55 μm 波长(光纤在此处损耗最小且表现为反常色散)附近的短脉冲($T_{\mathrm{FWHM}}=7$ ps)，然后将其入射到一段芯径为9.3 μm的 700 m 长单模光纤中传输，实验所用的光纤参量值为 $\beta_2\approx-20\ \mathrm{ps^2/km}$ 和 $\gamma\approx1.3\ \mathrm{W^{-1}/km}$。在式(5.2.20)中若取 $T_0=4$ ps，则激发基阶孤子所需峰值功率约为 1 W。

本实验中，光脉冲峰值功率可在 0.3～25 W 范围内变化，在光纤输出端测量脉冲的形状和频谱。图 5.7 是在几个不同功率下测得的自相关迹和脉冲频谱，为便于比较，还给出了输入脉冲的自相关迹和频谱。实验测得的输入脉冲谱宽为 25 GHz，接近变换极限，这表明实验中所用的锁模脉冲是无啁啾的。在 0.3 W 的低功率水平下，光脉冲在光纤中要经历色散感应展宽，这与 3.2 节预期的一致。然而，随着输入功率的增加，输出脉冲稳定地变窄，并在 $P_0 = 1.2$ W 时脉宽和输入脉宽相同，此功率对应于形成基阶孤子的功率，和由式(5.2.20)得到的理论值 1 W 相当。尽管实验中有许多不确定因素，但实验值和理论值仍符合得非常好。

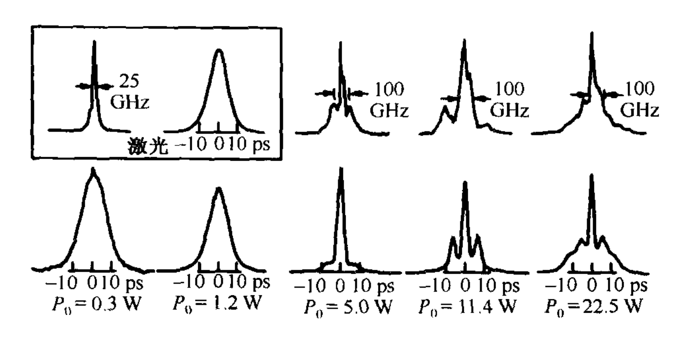


图 5.7 对不同的输入峰值功率 P_0，光纤输出端的自相关迹(下行)和对应的频谱(上行)；输入脉冲的频谱和自相关迹如方框内所示[81]

在更高的功率下，输出脉冲波形发生急剧变化，演化成多峰结构。例如，峰值功率为 11.4 W 时自相关迹出现三峰结构，这种三峰结构对应脉冲的双重分裂，与图 5.6 所示的三阶孤子在 $z/z_0 = 0.5$ 附近的情形相似。实验观察到的频谱也表现出图 5.6 中 $z/z_0 = 0.5$ 附近所示的特征。本实验的孤子周期估计为 1.26 km，所以实验所用的 700 m 长光纤对应在光纤输出端有 $z/z_0 = 0.55$，因为 11.4 W 的功率也差不多是基阶孤子功率的 9 倍，所以图 5.7 的数据确实对应于 $N = 3$ 的孤子。这一结论被 $P_0 = 22.5$ W 时的自相关迹进一步证实，观察到的五峰结构对应激光脉冲的三重分裂，这与孤子理论中对四阶孤子($N = 4$)的预期一致。

高阶孤子的周期特性意味着在孤子周期的整数倍长度上，脉冲将恢复其初始的形状和频谱。对二阶和三阶孤子已在 1983 年的实验中观察到这样的特性[82]，实验所用的光纤长度为 1.3 km，差不多对应于一个孤子周期。在另一个实验中，已观察到 $N = 13$ 的高阶孤子，其初始窄化现象与图 5.6 所示的 $N = 3$ 的情形相似[83]。通过在激光器腔内插入一个具有负 GVD 的光学器件，在工作于 620 nm 附近的可见光区的锁模染料激光器的腔内也能形成高阶孤子[84]，这种激光器在一定工作条件下还能发射非对称的二阶孤子，与逆散射理论预期的一致。

5.2.5 孤子稳定性

一个自然的问题是，如果初始脉冲形状或峰值功率不满足式(5.2.22)所要求的条件，从而输入脉冲并不对应于某个光孤子时，结果又将会怎样？同样人们也许会问，如果孤子在光纤中传输时受到扰动，它会如何变化？这些问题可以用孤子的微扰理论来回答，5.4 节将对此进行讨论，本节将重点讨论输入脉冲参量并不对应某个孤子时的孤子形成问题。

首先考虑峰值功率不能精确使式(5.2.3)中的 N 为整数时的情况。图 5.8 给出了通过数值求解非线性薛定谔方程得到的 $N = 1.2$ 的双曲正割脉冲的演化过程，即使开始时脉冲宽度和峰值功率都不断变化，脉冲最终还是会渐进地演化为 $N = 1$ 的更短的基阶孤子。已用微扰理论通

过解析方法研究了这一行为[80]。因为具体细节相当烦琐,这里仅概述结果。从物理意义上讲,当脉冲沿光纤传输时,将自行调整其形状和脉宽以演化成孤子,在此过程中脉冲的一部分能量将被色散掉,这部分能量称为连续辐射。当 ξ 增加时,连续辐射与孤子分开,其振幅以 $\xi^{-1/2}$ 衰减。若 $\xi \gg 1$,则脉冲渐近地演化成阶数等于最接近于初始值 N 的整数 $\tilde{N}$ 的孤子。从数学意义上讲,若 $N=\tilde{N}+\varepsilon$,其中 $|\varepsilon|<1/2$,则该孤子部分对应的初始脉冲波形的形式为

$$u(0,\tau)=(\tilde{N}+2\varepsilon)\operatorname{sech}[(1+2\varepsilon/\tilde{N})\tau] \tag{5.2.25}$$

若 $\varepsilon<0$,则脉冲展宽;相反,若 $\varepsilon>0$,则脉冲变窄。当 $N\leqslant 1/2$ 时,则没有孤子形成。

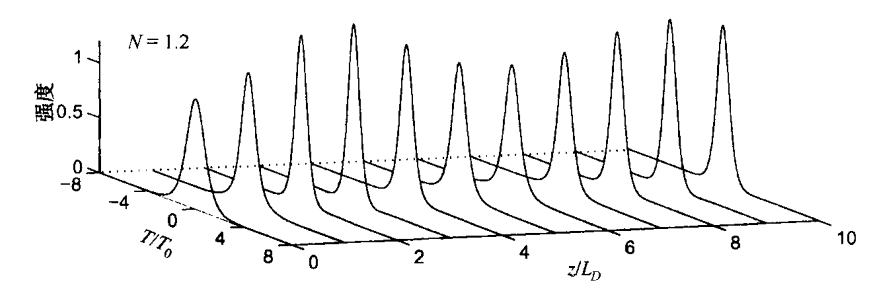


图 5.8 当 $z=0$ 处满足 $N=1.2$ 时,脉冲在 10 个色散长度上的时域演化;当 N 渐近地接近 1 时,脉冲演化成更窄的基阶孤子

通过数值求解方程(5.2.5),可以研究脉冲形状对孤子形成的影响。第 4 章中的图 4.8 给出了初始场为 $u(0,\tau)=\exp(-\tau^2/2)$ 的高斯脉冲的演化情况,即使 $N=1$,脉冲形状仍然沿光纤改变,因为它偏离了基阶孤子所要求的双曲正割形。图 4.8 的一个有趣特征是,脉冲自行调节其宽度,逐渐演化成一个基阶孤子,实际上到 $z/L_D=5$,即对应大约三个孤子周期长度时,此演化过程基本完成。对诸如超高斯形之类的另外一些脉冲形状,也产生本质上类似的演化图样,尽管孤子的最终宽度及形成基阶孤子所需的光纤长度取决于输入脉冲的准确形状,但其定性行为是一样的。

由于激光源发射的脉冲通常是带啁啾的,因此还必须考虑脉冲初始频率啁啾对孤子形成的影响[85~90]。初始啁啾与 SPM 感应啁啾叠加,破坏了孤子所必需的 GVD 和 SPM 之间的精确平衡,因此不利于孤子形成。初始啁啾对孤子形成的影响可以通过数值求解方程(5.2.5)来研究,设输入振幅为

$$u(0,\tau)=N\operatorname{sech}(\tau)\exp(-iC\tau^2/2) \tag{5.2.26}$$

式中,C 是 3.2 节中引入的啁啾参量。以平方形式变化的相位对应线性啁啾,对于正的 C 值,光学频率随时间增大(上啁啾)。

图 5.9 给出了基阶孤子($N=1$)在相对低的啁啾下($C=0.5$)的演化过程。脉冲在初始阶段的压缩主要源于正啁啾,即使无非线性效应,也会出现初始压缩现象;然后脉冲展宽,但最终被二次压缩,同时脉冲尾部和主峰逐渐分开;传输距离 $\xi>15$ 时,主峰演化成为孤子。若 C 为负值,也会有类似的行为发生。由于孤子在弱扰动下通常是稳定的,因此 $|C|$ 的值较小时有望形成孤子。然而当 $|C|$ 超过临界值 C_{cr} 时,孤子就会遭到破坏。对于 $N=1$,若 C 从 0.5 增至 2,则孤子根本不会形成。

啁啾参量的临界值可以利用逆散射法得到[87~89],更特别的是,将式(5.2.26)代入方程(5.2.6)和方程(5.2.7)后求解,就可以得到本征值 ζ。只要 ζ 的虚部为正值,孤子就会存在。啁啾参量的

临界值取决于 N，$N=1$ 时的临界值约为1.64；另外临界值还与式(5.2.26)中的相位因子的形式有关。从实用的角度考虑，初始啁啾应尽可能减小，必须这样做，因为尽管在 $|C|<C_{cr}$ 时啁啾是无害的，但在孤子形成过程中仍有一部分能量以色散波(连续辐射)的形式流失掉[87]。例如，在图5.9中 $C=0.5$ 的情况下，仅有83%的输入能量转变成孤子；而对于 $C=0.8$，这部分能量降至62%。

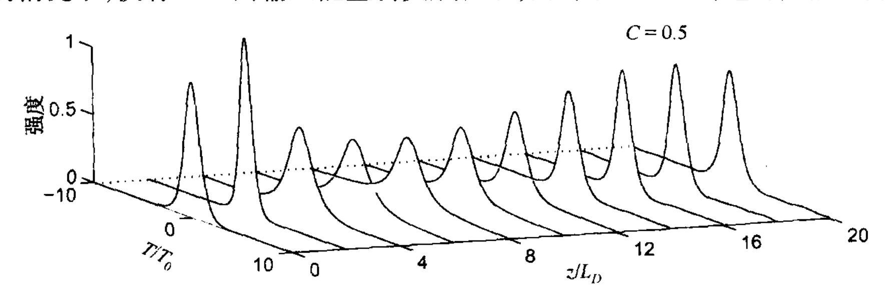


图5.9 具有初始线性啁啾时孤子的形成，$N=1$，$C=0.5$

从上面的讨论可以清楚地看到，发射基阶孤子($N=1$)所要求的输入脉冲的精确形状并不起决定作用，而且 N 值在0.5～1.5范围内时基阶孤子都能形成，即使输入脉冲的宽度和峰值功率在很宽的范围内变化[见式(5.2.3)]，也不妨碍孤子的形成。正是这种对于输入参量的精确值相对不敏感的特性，使孤子的实际应用成为可能。但必须意识到，当输入参数严重偏离其理想值时，输入脉冲演化成基阶孤子的同时，一部分脉冲能量将以色散波的形式流失掉[91]。这样的色散波是不希望出现的，因为它不仅带来能量损耗，而且还影响孤子通信系统的性能，另外它还会干扰孤子自身并改变其特性。对于 N 接近1但不等于1的输入脉冲，这种干扰将在脉冲频谱中引入调制，在实验中已观察到这一点[92]。

从1988年开始，光孤子的大部分实验工作是有关它们在光纤通信系统中的应用[93～95]，这种系统用基阶孤子代表数字比特流的“1”。在实际情况中，孤子在光纤中传输时将受到多种类型的扰动，例如光纤损耗、放大器噪声(如果有放大器用于补偿光纤损耗的话)、三阶色散及脉冲内喇曼散射等，这些影响将在本章后面的几节中讨论。

5.3 其他类型的孤子

式(5.2.8)给出的孤子解并不是NLS方程的唯一可能解，已经发现许多其他类型的解，这些解取决于光纤的色散和非线性特性。本节将讨论其中的几种，主要是暗孤子和双稳孤子。

5.3.1 暗孤子

暗孤子产生于光纤的正常GVD区，对应于方程(5.2.2)在 $\mathrm{sgn}(\beta_2)=1$ 时的解。早在1973年就发现了暗孤子，从此引起人们的极大关注[96～114]。这种孤子的强度轮廓是在均匀背景上的一个下陷，所以就用暗孤子(dark soliton)来描述这种形状，有时称5.2节讨论的光孤子为亮孤子(bright soliton)，以示区别。改变方程(5.2.5)中二阶导数项的符号即可得到描述暗孤子的非线性薛定谔方程

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}-\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2u=0 \tag{5.3.1}$$

与亮孤子相似，也可以用逆散射法得到方程(5.3.1)的暗孤子解[97]，其边界条件是，对于较大的 $|\tau|$ 值，$|u(\xi,\tau)|$ 趋于一个非零常数。也可以通过假设解的形式为 $u(\xi,\tau)=V(\tau)\exp[i\phi(\xi,\tau)]$，

然后解关于 V 和ϕ的常微分方程得到暗孤子。与亮孤子的主要区别是,在 $|\tau|\to\infty$ 时,$V(\tau)$变为一个常数(而非零),其通解可以写为[114]

$$u(\xi,\tau)=\eta[B\tanh(\zeta)-i\sqrt{1-B^2}]\exp(i\eta^2\xi) \tag{5.3.2}$$

式中,$\zeta=\eta B(\tau-\tau_s-\eta B\sqrt{1-B^2})$,参量 η 和 τ_s 分别代表背景振幅和下陷位置。与亮孤子类似,不失一般性,τ_s 可以选为零。与亮孤子不同的是,暗孤子的表达式中有一个新参量 B。从物理意义上讲,B 决定了下陷深度($|B|\leqslant 1$),对于 $|B|=1$,下陷中心的强度降为零;而 B 取其他值时,下陷不会趋于零。所以 $|B|<1$ 时的暗孤子有时称为灰孤子(gray soliton),以强调这一特征。参量 B 决定了这种灰孤子的黑度,$|B|=1$ 时的暗孤子称为黑孤子(black soliton)。

对于一给定的 η 值,方程(5.3.2)描述的是一族宽度随 B 的增大而减小的暗孤子,图 5.10 给出了这种暗孤子在不同 B 值时的强度和相位曲线。亮孤子的相位[见式(5.2.15)]在整个脉冲内为常数,而暗孤子的相位随总相移 2arcsin$B$ 变化,即暗孤子是带啁啾的。对于黑孤子($|B|=1$),啁啾使脉冲中心的相位突然改变 π,$|B|$值越小,相位变化越平缓且变化越小。暗孤子具有与时间有关的相位或频率啁啾,这是它与亮孤子的一个主要差别,这个差别导致的结果是,高阶暗孤子不像 5.2.3 节中讨论的亮孤子那样形成束缚态或具有周期性演化图样。

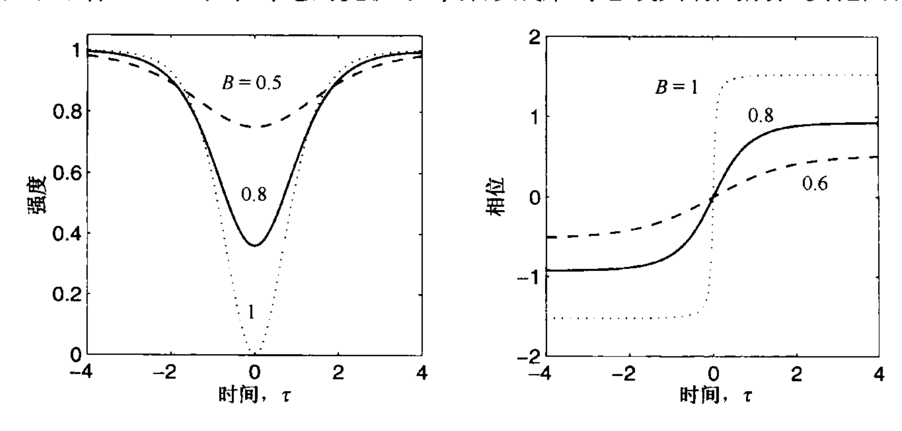


图 5.10　参量 B 取不同值时的暗孤子的强度和相位曲线

暗孤子表现出几个有趣的特征[114]。首先考虑黑孤子,由式(5.3.2)并选取 $\eta=1$ 及 $B=1$ 可得其标准形式为

$$u(\xi,\tau)=\tanh(\tau)\exp(i\xi) \tag{5.3.3}$$

其中,在 $\tau=0$ 处的相位突变 π 包含到振幅部分中。这样,一个在中心凹陷的双曲正切振幅的输入脉冲,在光纤的正常色散区传输时其形状保持不变。人们也许会问,与亮孤子相似,当输入功率超过 $N=1$ 的限制时情况会怎么样?这个问题可以通过取输入脉冲的形式为 $u(0,\tau)=N\tanh(\tau)$,数值求解方程(5.3.1)来回答。图 5.11 给出了 $N=3$ 时的演化图样,读者可以将它与图 5.6 给出的三阶亮孤子的演化图样进行比较。图 5.11 中出现了两对灰孤子,随着传输距离的增加,它们逐渐远离中央的黑孤子,同时黑孤子的宽度减小[102]。上述行为可以理解为,假如形式为 $N\tanh(\tau)$的输入脉冲的宽度减小 N 倍,就会形成振幅为 $N\tanh(N\tau)$的基阶黑孤子,在此过程中,输入脉冲流失一部分能量,这部分能量形成灰孤子。由于群速度不同,这些灰孤子逐渐离开中央的黑孤子。灰孤子的对数是 $N'-1$,当 N 为整数时,$N'=N$;当 N 不为整数时,N'是最接近 N 的下一个整数。一个重要特征是,对于 $N>1$,基阶暗孤子总能形成。

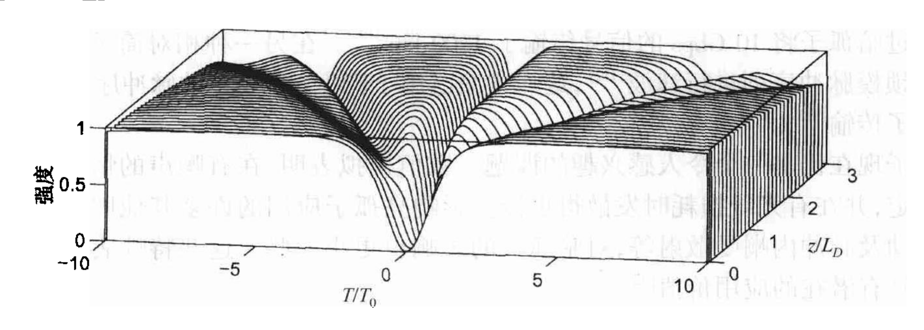


图 5.11 三阶暗孤子的演化表明中心下陷出现窄化,并形成两对灰孤子

仅当用有限的背景代替理想暗孤子的无限背景时,才能通过实验得到暗孤子。实际情况下,用中心有一个窄下陷的脉冲来激发暗孤子。数值计算结果表明,如果背景脉冲的宽度大于10倍以上孤子宽度,有限背景暗孤子与无限背景暗孤子的传输特性基本一致[101]。有几种方法用于产生具有窄中心下陷的光脉冲[98~100],并用来观察光纤中的暗孤子。一个实验[98]将具有5 ps宽中心下陷的26 ps脉冲(λ = 595 nm)入射到一段52 m长光纤中。另一个实验[99]将具有0.3 ps宽中心下陷的相对较宽的100 ps脉冲(λ = 532 nm)作为暗脉冲入射到一段10 m长光纤中。由于在下陷宽度内脉冲的相位基本不变,所以尽管输入脉冲是偶对称的,仍不具有暗孤子那样的啁啾,然而输出脉冲表现出的特征仍与方程(5.3.1)的预期一致。

适于暗孤子发射的奇对称输入脉冲已用在1988年的一个实验中[100]。该实验利用一个空间掩模板和一个光栅对来修正输入脉冲的频谱,使其相位分布适合形成式(5.3.3)表示的暗孤子。输入脉冲由620 nm的染料激光器产生,脉宽为2 ps,中心有185 fs的下陷。当功率较低时,中心下陷展宽;当峰值功率大到足以支持暗孤子时,中心下陷窄化到初始宽度,实验结果与方程(5.3.1)的理论预期非常一致。此实验所用光纤仅1.2 m长。在1993年的一个实验中[106],用850 nm波长钛宝石激光器产生的36 ps脉冲形成的5.3 ps暗孤子在光纤中传输了1 km,后来采用同样的方法将60 GHz的暗孤子脉冲序列在光纤中传输了2 km。这些实验结果表明,可以在相当长的光纤中产生和支持暗孤子传输。

20世纪90年代,已有几种实用的方法用于产生暗孤子。其中一种方法是,采用一个近似矩形的电脉冲驱动马赫-曾德尔(Mach-Zehnder)调制器来调制半导体激光器的连续光输出[104]。此方法的一个延伸是,将电调制信号加到马赫-曾德尔干涉仪的其中一个臂上。一个简单的全光方法是在光纤正常GVD区传输具有相对时间延迟的两路光脉冲[105],这两路脉冲在光纤中传输时被展宽,并变成带啁啾的,同时脉冲形状演化为近似矩形。当这两路啁啾脉冲进入对方区域时,就会发生干涉,结果在光纤输出端形成一个孤立的暗孤子序列。在另一种全光方法中,利用拍信号在色散渐减光纤中的非线性变换来产生暗孤子序列[107],这种方法与5.1节中讨论的产生规则脉冲序列的方法类似,只是光纤的GVD沿其长度方向均为正值($\beta_2>0$)。利用这种方法产生了100 GHz的1.6 ps暗孤子序列,并在色散位移光纤中传输了2.2 km(两个孤子周期)。将一个相位调制器非对称地置于光纤环镜中所构成的光开关也能用来产生暗孤子[108];在另一个实验中,利用梳状色散光纤产生了宽3.8 ps且重复频率为48 GHz的暗孤子脉冲序列[111]。

一个有趣的实验方案是,利用电子线路直接从电形式的NRZ数据中产生编码的暗孤子序列[109]。首先,将NRZ数据和时钟信号以一定的比特率经过一个"与"门,然后将产生的信号送到触发电路(上升沿触发信号),用产生的电信号驱动马赫-曾德尔铌酸锂调制器,从而将半导体激光器的连续光输出变成一个编码的暗孤子序列。这种方法产生的暗孤子已用于数据传输,一

个实验通过暗孤子将 10 Gbps 的信号传输了 1200 km[110]。在另一种相对简单的方法中,利用光纤光栅对锁模脉冲序列进行滤波[112],这一方案已用于产生6.1 GHz 的脉冲序列,并在 7 km 长光纤中进行了传输[113]。

暗孤子现在仍是一个令人感兴趣的课题。数值模拟表明,在有噪声的情况下,暗孤子比亮孤子更稳定,并在有光纤损耗时发散得更慢。影响亮孤子应用的许多其他因素,如放大器感应的定时抖动及脉冲内喇曼散射等,对暗孤子的影响也更小一些。这些特性表明,暗孤子在光通信系统中具有潜在的应用价值[72]。

5.3.2 色散管理孤子

NLS 方程(5.2.5)及其孤子解假定 GVD 参量 β_2 沿光纤是一个常量。正如在 3.5 节中讨论过的,在现代光纤通信系统的设计中,常采用色散管理技术。这种技术将不同特性的光纤组合,构成周期性色散图,每个周期内的平均 GVD 相当低,而沿光纤链路每一点的局部 GVD 相对较大。色散图周期一般为 50~60 km,实际情况下只是将 β_2 符号相反的两种光纤组合,使平均色散降至一个较小的值。从数学意义上讲,方程(5.2.5)可以用方程

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{d(\xi)}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2u=0 \tag{5.3.4}$$

代替,式中 $d(\xi)$是 ξ 的周期函数,周期 $\xi_{\text{map}}=L_{\text{map}}/L_D$, L_{map}是色散图的长度。

利用逆散射法,方程(5.3.4)看起来是不可积的,然而已发现该方程具有类脉冲的周期解,这些解称为色散管理孤子(dispersion-managed)[115~118]。需要强调的是,在这部分内容中,“孤子”这一术语用得并不严格,因为色散管理孤子的特性与 5.2 节中讨论的亮孤子差别很大。不仅色散管理孤子的振幅和宽度周期性地振荡,而且其频率也会沿脉冲变化,也就是说,色散管理孤子是带啁啾的。另外,尽管脉冲两翼带有明显的振荡结构,但脉冲形状更接近高斯形,而不是在常数色散光纤中看到的亮孤子的双曲正割形。甚至更令人感到新奇的是,色散管理孤子可以在平均色散为正值的光纤链路中存在。由于色散管理孤子在光波系统中具有潜在的应用价值[119~121],人们对它的研究兴趣还将持续下去。

5.3.3 双稳孤子

本章讨论的问题是基于非线性极化的一种特定形式[见式(2.3.6)],它导致折射率随模强度 I 线性增加,即

$$\tilde{n}(I)=n+n_2I \tag{5.3.5}$$

折射率的这种形式称为克尔(Kerr)非线性。在很高的强度下,任何材料的非线性响应都会趋于饱和,因此必须将式(5.3.5)做些修正。对于石英光纤,克尔非线性在相当高的强度下发生饱和。然而对用其他材料(如硫化物玻璃)制成的光纤或用其他非线性材料(如有机染料)掺杂的石英光纤,非线性响应在实际的强度下即发生饱和,在此情况下,式(5.3.5)应该用下式代替:

$$\tilde{n}(I)=n+n_2f(I) \tag{5.3.6}$$

式中,$f(I)$是模强度 I 的某个已知函数。

为适应式(5.3.6),可将 NLS 方程(5.2.5)做适当推广,写成下面的形式[122]:

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+f(|u|^2)u=0 \tag{5.3.7}$$

利用逆散射法，方程(5.3.7)一般不可积。然而利用5.2节中列出的方法，可以得到形状可保持的解。这种方法假设方程(5.3.7)存在以下形式的解：

$$u(\xi,\tau)=V(\tau)\exp(iK\xi) \tag{5.3.8}$$

式中，K 是常数，V 与 ξ 无关。将式(5.3.8)代入方程(5.3.7)，可发现 $V(\tau)$满足

$$\frac{\mathrm{d}^2V}{\mathrm{d}\tau^2}=2V[K-f(V^2)] \tag{5.3.9}$$

方程(5.3.9)两边同乘以 $2(\mathrm{d}V/\mathrm{d}\tau)$并在 τ 上积分，可以对其求解。利用边界条件 $|\tau|\to\infty$ 时，$V=0$，可以得到

$$(\mathrm{d}V/\mathrm{d}\tau)^2=4\int_0^V[K-f(V^2)]V\,\mathrm{d}V \tag{5.3.10}$$

对方程积分可得

$$2\tau=\int_0^V\left(\int_0^{V^2}[K-f(P)]\,\mathrm{d}P\right)^{-1/2}\mathrm{d}V \tag{5.3.11}$$

式中，$P=V^2$。对于 $f(P)$的一个给定的函数形式，若 K 已知，则利用式(5.3.11)可以确定孤子形状 $V(\tau)$。

参量 K 与定义为 $E_s=\int_{-\infty}^{+\infty}V^2\mathrm{d}\tau$ 的孤子能量有关，利用方程(5.3.10)，可发现 E_s 与波数 K 有关系[122]

$$E_s(K)=\frac{1}{2}\int_0^{P_m}[K-F(P)]^{-1/2}\,\mathrm{d}P \tag{5.3.12}$$

式中

$$F(P)=\frac{1}{P}\int_0^P f(P)\,\mathrm{d}P \qquad F(0)=0 \tag{5.3.13}$$

式中，P_m 定义为 $F(P)=K$ 的最小的正根，它对应孤子的峰值功率。

方程(5.3.12)不止有一个解，这取决于函数 $f(P)$。每个解有相同的能量 E_s，不同的 K 值和 P_m 值。典型的是，仅有两个解对应于稳态孤子，这种孤子称为双稳孤子，自1985年发现它以来已对它进行了广泛研究[122~128]。对于给定的脉冲能量，双稳孤子能以两种不同的稳态传输，并且可以从一种状态切换到另一种状态[123]。对于某种特定形式的可饱和非线性，还发现了双稳孤子的解析形式[126]。由于需要的峰值功率极高，在光纤中尚未观察到双稳孤子。使用其他一些易饱和的非线性介质，可能更适宜产生双稳孤子。

5.4 孤子微扰

工作在10 Gbps或更高速率的光纤通信系统一般受群速度色散(GVD)的限制，因为GVD将导致光脉冲位于其指定的比特槽外。由于基阶孤子能通过GVD和SPM的平衡保持它们的宽度不变，因此对光纤通信系统很有用；而若不采用孤子传输，SPM和GVD均对系统有害。早在1973年就已提出将孤子应用于光通信[76]，在2000年已达到商用阶段[77]，这些成功仅在光纤损耗对孤子的影响得到理解并且损耗补偿技术得到发展以后才成为可能[129~136]。掺铒光纤放大器(erbium-doped fiber amplifier，EDFA)的出现加快了光孤子系统的发展，然而EDFA的使用增加了放大器噪声对系统的限制。本节将首先介绍通用的分析微扰对孤子影响的方法，然后将其用于研究光纤损耗、周期性放大、放大器噪声和孤子互作用的影响。

5.4.1 微扰法

微扰 NLS 方程可写成

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2u=i\varepsilon(u) \tag{5.4.1}$$

式中,$\varepsilon(u)$是与 u 和 u^* 及其导数有关的微扰。在无微扰情况下($\varepsilon=0$),NLS 方程的解已知并由式(5.2.13)给出,问题是当 $\varepsilon\neq0$ 时孤子会发生什么现象。为解决这一问题,已发展了几种微扰法[137~144]。这些方法均假定当孤子沿光纤传输时,孤子函数形式在出现微扰时保持不变,但 4 个孤子参量随 ξ 变化。这样,微扰 NLS 方程的解可写为

$$u(\xi,\tau)=\eta(\xi)\operatorname{sech}[\eta(\xi)(\tau-q(\xi))]\exp[i\phi(\xi)-i\delta(\xi)\tau] \tag{5.4.2}$$

式中,η,δ,q,ϕ与 ξ 的关系待定。

用于孤子的微扰法包括绝热微扰法、扰动逆散射法、Lie 变换法和变分法[71],所有这些方法都试图得到一个由 4 个常微分方程组成的关于 4 个孤子参量的方程组。例如,4.3.2 节的变分法早在 1979 年就用于孤子研究[145]。在这种方法中,方程(5.4.1)是利用拉格朗日密度

$$\mathscr{L}_d=\frac{i}{2}(uu_\xi^*-u^*u_\xi)-\frac{1}{2}(|u|^4-|u_\tau|^2)+i(\varepsilon u^*-\varepsilon^*u) \tag{5.4.3}$$

由欧拉-拉格朗日方程得到的[146]。式中,角标 τ 和 ξ 表示该变量的导数,上式的拉格朗日密度除了源于微扰的最后两项外,形式上与式(4.3.12)相同。

与 4.3.2 节一样,对拉格朗日密度在 τ 上积分,然后用简化的欧拉-拉格朗日方程确定 4 个孤子参量是如何随 ξ 变化的。利用上述过程可以得到下面 4 个常微分方程组成的方程组[71]:

$$\frac{\mathrm{d}\eta}{\mathrm{d}\xi}=\operatorname{Re}\int_{-\infty}^{\infty}\varepsilon(u)u^*(\tau)\,\mathrm{d}\tau \tag{5.4.4}$$

$$\frac{\mathrm{d}\delta}{\mathrm{d}\xi}=-\operatorname{Im}\int_{-\infty}^{\infty}\varepsilon(u)\tanh[\eta(\tau-q)]u^*(\tau)\,\mathrm{d}\tau \tag{5.4.5}$$

$$\frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}\xi}=-\delta+\frac{1}{\eta^2}\operatorname{Re}\int_{-\infty}^{\infty}\varepsilon(u)(\tau-q)u^*(\tau)\,\mathrm{d}\tau \tag{5.4.6}$$

$$\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}\xi}=\operatorname{Im}\int_{-\infty}^{\infty}\varepsilon(u)\{1/\eta-(\tau-q)\tanh[\eta(\tau-q)]\}u^*(\tau)\,\mathrm{d}\tau+\tfrac{1}{2}(\eta^2-\delta^2)+q\frac{\mathrm{d}\delta}{\mathrm{d}\xi} \tag{5.4.7}$$

式中,Re 和 Im 分别代表实部和虚部。这组方程也可以用绝热微扰理论或基于逆散射法的微扰理论得到[137~144]。

5.4.2 光纤损耗

因为孤子的产生源于非线性效应和色散效应之间的平衡,若脉冲要维持其孤子特性,则必须保持峰值功率不变。光纤损耗造成孤子峰值功率沿光纤长度方向降低,因而是有害的,结果由于功率损耗,基阶孤子的宽度随传输距离的增加而增大。光纤损耗的数学处理是在方程(5.1.1)中加上一个损耗项,使其具有方程(2.3.45)的形式。利用 5.2 节引入的孤子单位,NLS 方程变为

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2u=-\frac{i}{2}\Gamma u \tag{5.4.8}$$

式中

$$\Gamma = \alpha L_D = \alpha T_0^2/|\beta_2| \tag{5.4.9}$$

若 $\Gamma \ll 1$，则损耗项可看成微扰，方程(5.4.8)可以用变分法求解。将 $\varepsilon(u) = -\Gamma u/2$ 代入方程(5.4.4)至方程(5.4.7)并积分，可发现只有孤子振幅 η 和相位 ϕ 受光纤损耗的影响，并且沿光纤长度的变化为[129]

$$\eta(\xi) = \exp(-\Gamma\xi), \qquad \phi(\xi) = \phi(0) + [1 - \exp(-2\Gamma\xi)]/(4\Gamma) \tag{5.4.10}$$

其中假设 $\eta(0) = 1, \delta(0) = 0, q(0) = 0$，而 δ 和 q 沿光纤均保持为零。

联想到孤子振幅和宽度成反比，故孤子振幅的减小将导致孤子展宽。事实上，如果将式(5.4.2)中的 $\eta(\tau - q)$ 改写为 T/T_1，并利用 $\tau = T/T_0$，则孤子宽度 T_1 以下面的指数形式沿光纤变化

$$T_1(z) = T_0 \exp(\Gamma\xi) \equiv T_0 \exp(\alpha z) \tag{5.4.11}$$

不能认为基阶孤子的宽度随 z 指数增加的规律在任意长度上都适用。由式(3.3.12)可以看出，只有当非线性效应可以忽略时，脉宽才随 z 线性增加。方程(5.4.8)的数值解表明，只有对满足 $\alpha z \ll 1$ 时的 z 值，微扰解才是精确的[147]。图5.12给出了基阶孤子入射到 $\Gamma = 0.07$ 的光纤中时，展宽因子 T_1/T_0 随 ξ 的变化关系，直到 $\Gamma\xi \approx 1$ 时，微扰结果都是合理的。在 $\xi \gg 1$ 的区域，脉宽以低于线性介质中的速率线性增加[148]。高阶孤子表现为性质相似的渐近行为，然而在脉宽单调增加之前，出现了几次振荡[147]，这种振荡的起因在于高阶孤子的周期性演化。

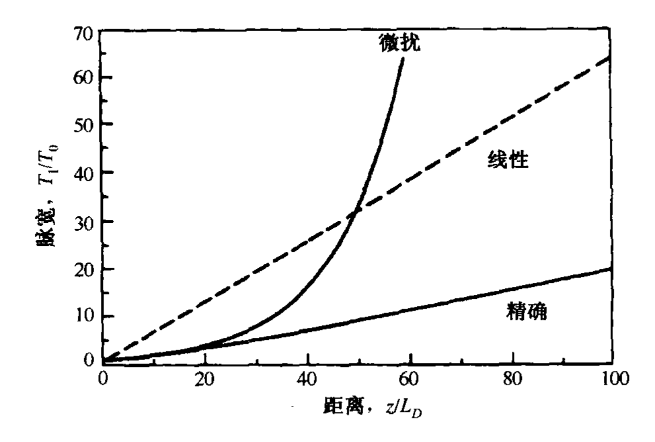


图5.12 基阶孤子在有损耗的光纤中脉宽随距离的变化，微扰理论的计算值也示于图中，虚线表示不存在非线性效应时的情况[147]

孤子如何才能在有损耗光纤中存在？一个令人感兴趣的方案是通过改变光纤的色散特性，恢复有损耗光纤中的GVD与SPM之间的平衡[149]。由于光纤损耗导致孤子能量降低，从而减弱了SPM效应，为了进行补偿，必须采用GVD值逐渐减小的光纤，故这种光纤称为色散渐减光纤。为了解究竟需要怎样的GVD曲线才能抵消光纤损耗的影响，将方程(5.4.8)做些改动，以考虑到GVD沿光纤长度的变化，同时利用 $u = v\exp(-\Gamma\xi/2)$ 来消去损耗项，结果得到下面的方程：

$$i\frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{d(\xi)}{2}\frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} + e^{-\Gamma\xi}|v|^2 v = -\frac{i}{2}\Gamma u \tag{5.4.12}$$

式中，$d(\xi)=|\beta_2(\xi)/\beta_2(0)|$是归一化的局部 GVD，距离 ξ 是对色散长度 $L_D=T_0^2/|\beta_2(0)|$归一化的，并利用光纤输入端的 GVD 值定义。

若利用变换 $\xi'=\int_0^{\xi}p(\xi)\mathrm{d}\xi$ 对 ξ 重新定标，则方程(5.4.12)变为

$$i\frac{\partial v}{\partial \xi'}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2}+\frac{\mathrm{e}^{-\Gamma\xi}}{d(\xi)}|v|^2v=0 \tag{5.4.13}$$

若 GVD 曲线的选取使 $d(\xi)=\exp(-\Gamma\xi)$，则方程(5.4.13)简化为标准的 NLS 方程，因此如果光纤 GVD 沿光纤长度以

$$|\beta_2(z)|=|\beta_2(0)|\exp(-\alpha z) \tag{5.4.14}$$

的形式指数减小，则光纤损耗对孤子传输没有影响，利用式(5.2.3)可以很容易地理解这一结果。若孤子峰值功率 P_0 随 z 指数衰减，同时$|\beta_2|$也以指数形式减小，则在光纤每一点，仍能满足 $N=1$ 的要求。

具有近似指数形式 GVD 曲线的色散渐减光纤已经制造出来了[150]。制造这种 DDF 的一种实用技术是在光纤拉制过程中用可控方式沿光纤长度方向减小芯径，芯径的变化改变了波导色散对 β_2 的贡献，降低了 β_2 的数值，典型的 GVD 值在 20～40 km 光纤长度内可以变化 10 倍，用这种技术实现的精度估计优于 0.1 ps^2/km[151]。由于 DDF 尚未商用，光纤损耗一般要用孤子放大来补偿，这是下面将要讨论的课题。

5.4.3 孤子放大

正如以上所讨论过的，光纤损耗导致孤子展宽，这种损耗感应的展宽对很多应用来讲是不可接受的，尤其是当孤子用于光纤通信时。为了克服光纤损耗的影响，需要将孤子周期性地放大，从而使其能量恢复到初始值。现在已有两种不同方法用于孤子放大[129～136]，这就是所谓的集总放大方式和分布放大方式，其示意图如图 5.13 所示。在集总放大方式中[130]，孤子传输一定距离后，用光放大器将孤子能量放大到等于输入时的水平，从而使孤子重新调整其参数等于输入值。然而在这一调整阶段，一部分能量以色散波(连续辐射)的形式流失了。能量的色散部分是我们不希望出现的，而且经过多级放大以后，它们可以累积到较高的水平。

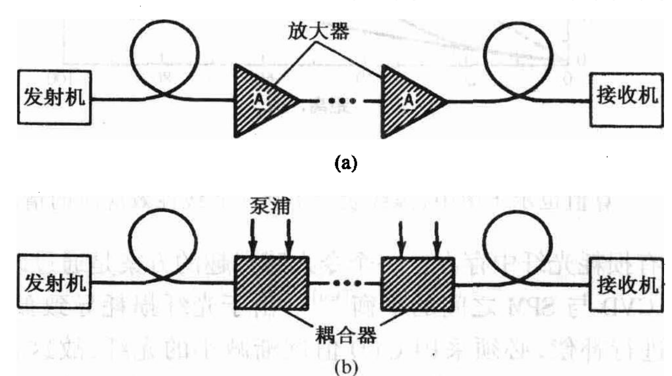


图 5.13 用于补偿光纤损耗的(a) 集总放大示意图；(b) 分布放大示意图

这一问题可以通过减小放大器间距 L_A，使 $L_A \ll L_D$ 来解决。原因在于色散长度 L_D 决定了孤子对外界扰动响应的尺度，若放大器间距远小于这一尺度，则尽管有能量变化，孤子宽度在一个放大器间距内几乎不受影响。实际情况下，即使色散长度超过 100 km，条件 $L_A \ll L_D$ 也将 L_A

限制在 20~40 km 范围内[130]。另外，在需要短孤子($T_0<10$ ps)的高比特率系统中，色散长度变得相当短，集总放大不再适用。

分布放大方式常常采用受激喇曼散射(见第8章)提供增益[131~134]。在这种方案中，泵浦光(频率由孤子载频上移约13 THz)周期性地注入到光纤中。对于在1.55 μm波长区传输的孤子，可以利用工作在1.45 μm附近的高功率半导体激光器作为泵浦源，光纤喇曼放大要求泵浦功率超过100 mW。因为喇曼增益是分布在整个光纤长度上的，所以可以将孤子绝热地放大，同时保持 $N\approx1$，这样就几乎完全消除了色散波的影响[133]。

喇曼放大方案的可行性最早在1985年的实验中得到验证[132]，该实验将10 ps宽的孤子脉冲在10 km长光纤中进行传输。在无喇曼增益时，损耗感应展宽使孤子宽度增加了约50%，这与式(5.4.11)预期的光纤损耗系数 $\alpha=0.18$ dB/km，光纤长 $z=10$ km 时的 $T_1/T_0=1.51$ 一致。喇曼增益是通过注入与孤子反向传输的由1.46 μm色心激光器发射的一束连续泵浦光获得的，泵浦功率调整到约为125 mW，使喇曼增益恰好平衡了总共1.8 dB的光纤损耗。在1988年的一个实验中[134]，将55 ps宽的孤子通过一个42 km长的光纤环路循环96次，有效传输距离超过4000 km，而孤子宽度没有显著增加。

集总放大方式的使用始于1989年[135]。自从1990年掺铒光纤放大器能够商用以来，尽管EDFA提供的是集总放大，但光纤损耗几乎无一例外地采用EDFA来补偿，直到2002年。2002年以后，在长距离光波系统中使用分布喇曼放大变得更加盛行起来。

集总放大器的主要缺点是，两相邻放大器之间的孤子能量可能相差100倍。为了理解孤子是如何在如此大的能量波动下继续存在的，用一个周期函数 $\tilde{\Gamma}(\xi)$ 代替方程(5.4.8)中的 Γ，将集总放大器提供的增益包括在内，$\tilde{\Gamma}(\xi)$ 除了在放大器所在位置急剧变化外，其他位置均有 $\tilde{\Gamma}(\xi)=\Gamma$，利用变换

$$u(\xi,\tau)=\exp\left(-\frac{1}{2}\int_0^{\xi}\tilde{\Gamma}(\xi)\,\mathrm{d}\xi\right)v(\xi,\tau)\equiv a(\xi)v(\xi,\tau)\tag{5.4.15}$$

式中，$a(\xi)$ 包含快速变化，而 $v(\xi,\tau)$ 是 ξ 的慢变函数，将其代入方程(5.4.8)，可发现 $v(\xi,\tau)$ 满足

$$i\frac{\partial v}{\partial\xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 v}{\partial\tau^2}+a^2(\xi)|v|^2v=0\tag{5.4.16}$$

注意，$a(\xi)$ 是 ξ 的周期函数，周期 $\xi_A=L_A/L_D$，其中 L_A 是放大器间距。在每个周期内，$a(\xi)\equiv a_0\exp(-\Gamma\xi/2)$ 按指数衰减，并在每个周期的末端跳变到其初始值 a_0。

导引中心(guiding-center)孤子或路径平均(path-averaged)孤子[152]的概念利用了方程(5.4.16)中的 $a^2(\xi)$ 以周期方式快速变化的事实。若周期 $\xi_A\ll1$，则孤子在一个与色散长度相比很小的长度上几乎不发生变化。在一个孤子周期内，$a^2(\xi)$ 的变化是如此之快，以至于其作用是一个取平均的结果，因此可以用一个周期内的平均值代替 $a^2(\xi)$。在这种近似下，方程(5.4.16)简化为标准NLS方程

$$i\frac{\partial v}{\partial\xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 v}{\partial\tau^2}+\langle a^2(\xi)\rangle|v|^2v=0\tag{5.4.17}$$

取平均概念的重要性源于这样一个事实，即在 $\xi_A\ll1$ 时，用方程(5.4.17)描述孤子的传输行为相当精确[71]。实际上，这种近似在 ξ_A 大到0.25时仍是比较合理的。

从实用的角度讲，路径平均孤子峰值输入功率 P_s 的选择应使方程(5.4.17)中的 $\langle a^2(\xi)\rangle=1$。引入放大器增益 $G=\exp(\Gamma\xi_A)$，则峰值功率为

$$P_s = \frac{\Gamma \xi_A P_0}{1-\exp(-\Gamma \xi_A)} = \frac{G \ln G}{G-1} P_0 \tag{5.4.18}$$

式中，P_0 是无损耗光纤中的峰值功率，如果满足下面的两个条件，则孤子在周期性集总放大的损耗光纤中的演化就等同于在无损耗光纤中的演化：(i) 放大器间距 $L_A \ll L_D$；(ii) 输入峰值功率要增大 $G\ln G/(G-1)$倍。例如，对于 50 km 的放大器间距和 0.2 dB/km 的光纤损耗，要求 $G = 10$ 和 $P_{in} \approx 2.56\ P_0$。

图 5.14 给出了路径平均孤子在 10 000 km 距离上的演化过程，假定孤子每 50 km 被放大一次。当孤子宽度对应于 200 km 的色散长度时，由于较好地满足条件 $\xi_A \ll 1$，即使经过 200 个集总放大器，孤子形状仍保持得较好。然而若色散长度降至 25 km，由于损耗感应的扰动相当大，孤子遭到破坏。

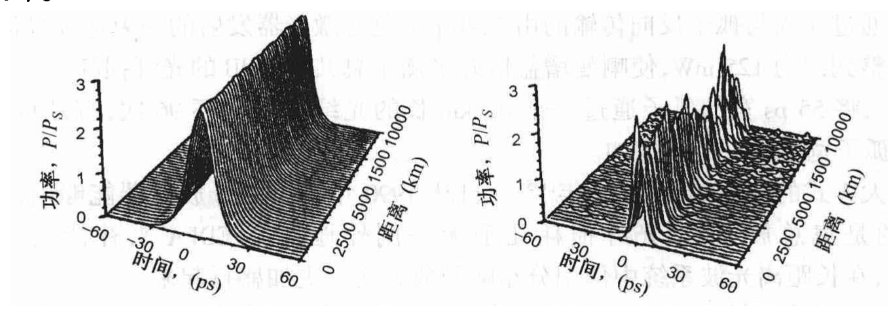


图 5.14 损耗管理孤子在 10 000 km 距离上的演化，$L_D = 200$ km(左图)，$L_D = 25$ km(右图)；$L_A = 50$ km，$\alpha = 0.22$ dB/km，$\beta_2 = -0.5\ \text{ps}^2/\text{km}$

工作在平均孤子区要求满足条件 $\xi_A \ll 1$ 或 $L_A \ll L_D$，若利用 $L_D = T_0^2/|\beta_2|$将 L_D 与宽度 T_0 联系起来，则相应条件变为

$$T_0 \gg \sqrt{|\beta_2| L_A} \tag{5.4.19}$$

孤子通信系统的比特率 B 通过 $T_B = 1/B = 2q_0 T_0$ 与 T_0 相关联，其中 T_B 是比特槽宽度，q_0 为一因数，通过它使 T_B 大于孤子宽度。这样条件(5.4.19)可以写成下面的形式：

$$B^2 L_A \ll (4q_0^2 |\beta_2|)^{-1} \tag{5.4.20}$$

这是孤子通信系统的一个简单设计标准。选取典型值 $\beta_2 = -0.5\ \text{ps}^2/\text{km}$，$L_A = 50$ km 和 $q_0 = 5$，可得 $T_0 \gg 5$ ps，$B \ll 20$ Gbps。实际上，放大器在孤子放大上的应用严重限制了比特率和放大器间距。

光放大器用于恢复孤子能量的同时，也引入了自发辐射噪声，自发辐射效应在每个放大器输出端随机改变了式(5.4.2)中的 4 个孤子参量 η, δ, q 和ϕ的值[141]。正如所预期的，振幅起伏导致信噪比(SNR)劣化，然而若将孤子用于光纤通信中，频率起伏特别要引起注意。原因可以用式(5.4.2)解释，若孤子频率改变 δ，必将影响孤子在光纤中的传输速度。如果因为放大器噪声导致 δ 起伏，孤子在光纤中的传输时间也将变成随机性的，这种孤子在到达时间上的起伏称为戈登-豪斯(Gordon-Haus)抖动[153]。这种定时抖动通常限制了孤子通信系统的性能，但实际情况下可以采用几种方法来降低定时抖动[93~95]。

5.4.4 孤子互作用

相邻比特或脉冲之间的时间间隔 T_B 决定了一个通信系统的比特率 B($B = 1/T_B$)，于是确定两个孤子在传输时究竟相距多远才能互不影响就变得很重要。迄今为止，人们已经利用解析

方法和数值方法对两孤子间的互作用进行了研究[154~166]，本节将讨论孤子互作用的起因及对个体孤子的影响。

从物理意义上讲，很明显只有当两个孤子足够靠近以至于尾部出现交叠时，才开始相互影响。从数学意义上讲，总的场 $u = u_1 + u_2$，其中

$$u_j(\xi,\tau) = \eta_j \text{sech}[\eta_j(\tau - q_j)]\exp(i\phi_j - i\delta_j\tau) \qquad j = 1,2 \tag{5.4.21}$$

注意，是 u 而不是单个 u_1 和 u_2 满足 NLS 方程。实际上，将 $u = u_1 + u_2$ 代入方程(5.2.5)，可以得到孤子 u_1 满足的微扰 NLS 方程

$$i\frac{\partial u_1}{\partial \xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + |u_1|^2 u_1 = -2|u_1|^2 u_2 - u_1^2 u_2^* \tag{5.4.22}$$

将 u_1 和 u_2 互换，可以得到 u_2 满足的微扰 NLS 方程。方程右边的项可以处理成微扰，它是导致两相邻孤子间的非线性互作用的根源。

利用方程(5.4.4)至方程(5.4.7)可以研究微扰对 4 个孤子参量 η_j, q_j, δ_j 和ϕ_j($j = 1,2$)的影响，引入新变量

$$\eta_\pm = \eta_1 \pm \eta_2 \qquad q_\pm = q_1 \pm q_2 \tag{5.4.23}$$

$$\delta_\pm = \delta_1 \pm \delta_2 \qquad \phi_\pm = \phi_1 \pm \phi_2 \tag{5.4.24}$$

并经过代数运算，可以得到下面一组方程[143]：

$$\frac{d\eta_+}{d\xi} = 0 \qquad \frac{d\eta_-}{d\xi} = \eta_+^3 \exp(-q_-)\sin\phi_- \tag{5.4.25}$$

$$\frac{d\delta_+}{d\xi} = 0 \qquad \frac{d\delta_-}{d\xi} = \eta_+^3 \exp(-q_-)\cos\phi_- \tag{5.4.26}$$

$$\frac{dq_-}{d\xi} = -\delta_- \qquad \frac{d\phi_-}{d\xi} = \tfrac{1}{2}\eta_+\eta_- \tag{5.4.27}$$

以上忽略了关于 q_+ 和ϕ_+ 的方程，因为它们的动态特性不影响孤子互作用。另外，η_+ 和 δ_+ 在孤子互作用期间保持为常量。将 $\eta_+ = 2$ 用于两个相互作用的基阶孤子，联立其余 4 个方程，可得

$$\frac{d^2 q}{d\xi^2} = -4e^{-2q}\cos(2\psi) \qquad \frac{d^2\psi}{d\xi^2} = 4e^{-2q}\sin(2\psi) \tag{5.4.28}$$

这里引入了两个新变量 $q = q_-/2$ 和$\Psi = \phi_-/2$，利用逆散射法也可以得到同样的方程[155]。这些方程表明，两孤子间的相对间距 q 仅取决于它们的相对相位，两孤子是吸引(靠近)还是排斥(离开)取决于Ψ的初始值。

在相当一般的条件下，方程(5.4.28)可用解析方法求解[159]，若开始时两孤子有相同的振幅和频率，则解析解为[71]

$$q(\xi) = q_0 + \tfrac{1}{2}\ln[\cosh^2(2\xi e^{-q_0}\sin\psi_0) + \cos^2(2\xi e^{-q_0}\cos\psi_0) - 1] \tag{5.4.29}$$

式中，q_0 和Ψ_0 分别是 q 和Ψ的初始值。图 5.15 给出了对于具有不同相位的两孤子，相对间距 $q(\xi)$是如何随光纤长度变化的。若Ψ_0 低于某个定值，则 q 周期性地变为零，这种所谓的“孤子碰撞”源于两孤子间的吸引力。若$\Psi_0 > \pi/8$，则 $q > q_0$，且 q 随ξ 单调增加，这一特性可以通过两孤子间的非线性作用感应的排斥力来解释。$\Psi_0 = 0$ 和$\Psi_0 = \pi/2$ 两种特殊情形分别对应初始时刻同相和反相的两个孤子，对于两同相孤子($\Psi_0 = 0$)，相对间距 q 随传输距离的周期性变化为

$$q(\xi)=q_0+\ln|\cos(2\xi e^{-q_0})| \tag{5.4.30}$$

由于对于所有 ξ 值,均有 $q(\xi)\leqslant q_0$,所以两个同相孤子相互吸引。实际上,两个孤子在传输距离

$$\xi=\frac{1}{2}e^{q_0}\arccos(e^{-q_0})\approx\frac{\pi}{4}\exp(q_0) \tag{5.4.31}$$

后,q 变为零。上式的近似形式对 $q_0>5$ 是正确的,两个孤子在这一距离上发生第一次碰撞。由于式(5.4.30)中 $q(\xi)$的周期性,两个孤子彼此周期性地分开和碰撞,其振荡周期称为碰撞长度,由式

$$L_{col}=\frac{\pi}{2}L_D\exp(q_0)\equiv z_0\exp(q_0) \tag{5.4.32}$$

给定,其中 z_0 是式(5.2.24)给出的孤子周期。在 $q_0>3$ 时,这个表达式相当精确,数值模拟结果也证明了这一点[156]。通过逆散射理论可以给出一个更精确且对任意 q_0 值都成立的表达式[162]:

$$\frac{L_{col}}{L_D}=\frac{\pi\sinh(2q_0)\cosh(q_0)}{2q_0+\sinh(2q_0)} \tag{5.4.33}$$

对于两个反相孤子($\Psi_0=\frac{\pi}{2}$),其相对间距随传输距离的变化为

$$q(\xi)=q_0+\ln[\cosh(2\xi e^{-q_0})] \tag{5.4.34}$$

由于对于任意 x,都有 $\cosh(x)>1$,显然 $q>q_0$ 且 q 随 ξ 单调增加。

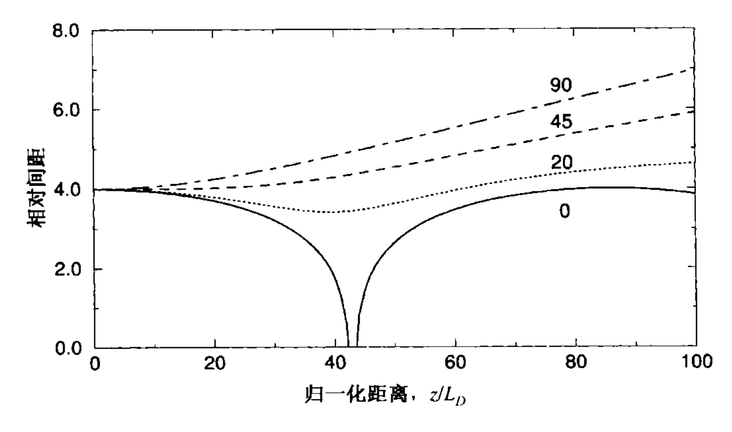


图 5.15 当 $q_0=4$ 时,几个不同初始相位差Ψ_0(度)下两互作用孤子的相对间距 q 随光纤长度的变化

正确理解 NLS 方程的数值解大有裨益,为此尝试用下面的形式表示在光纤输入端一对具有不同振幅和相位的孤子:

$$u(0,\tau)=\mathrm{sech}(\tau-q_0)+r\,\mathrm{sech}[r(\tau+q_0)]e^{i\theta} \tag{5.4.35}$$

式中,r 是相对振幅,$\theta=2\Psi_0$ 是初始相位差,$2q_0$ 是两孤子间的初始间距。图 5.16 给出参量 r 和 θ 在几个不同值下,初始间距 $q_0=3.5$ 的一个孤子对的演化过程。对于等振幅孤子($r=1$),正如微扰理论所预期的,两孤子同相位($\theta=0$)时彼此吸引,并沿光纤周期性地发生碰撞;当 $\theta=\pi/4$ 时,在经历一个初始吸引阶段后,两孤子彼此分开,与图 5.15 中的结果一致;当 $\theta=\pi/2$ 时,两孤子强烈地互相排斥,其间距也随传输距离单调增加;最后一种情形表明了孤子振幅的微小差别(选取 $r=1.1$)的影响,此时两孤子周期性地振荡,但彼此绝不会发生碰撞或分离。

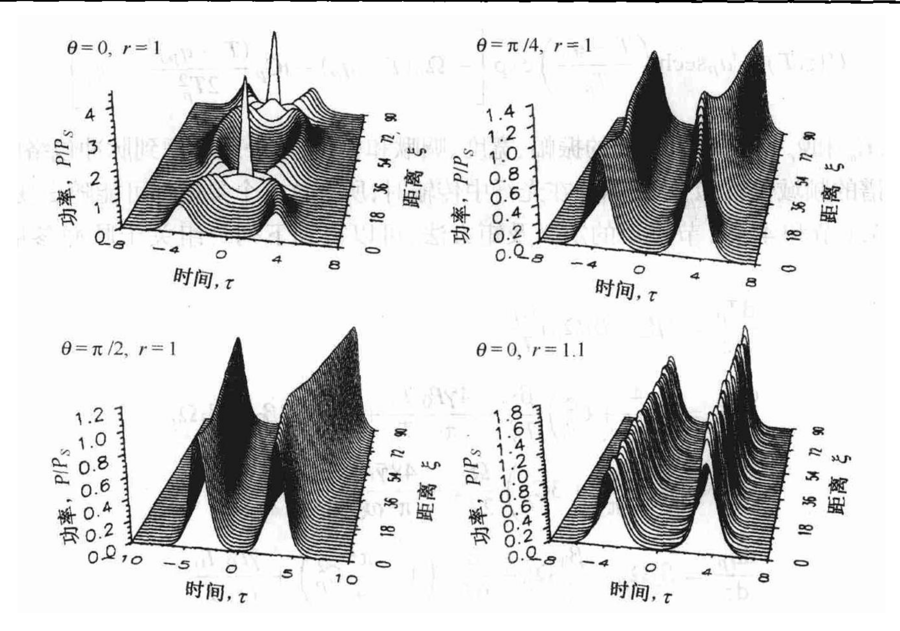


图 5.16 对于4个不同的相对振幅 r 和相对相位 θ,孤子对在 90 个色散长度上的演化表明了孤子互作用,这4种情形下的初始间距均为 $q_0=3.5$

从实际的角度考虑,是不希望发生相邻孤子之间的周期性离合的。一种避免孤子互作用的方法是增加孤子间距,使 $L_{col}\gg L_T$,其中 L_T 是传输距离。对于 $q_0=8$ 及典型的 $z_0\approx 100$ km,碰撞长度 $L_{col}\approx 3000\ z_0$,因此 $q_0=8$ 对任何通信系统来讲已经足够大。有几种方法可以使孤子间距进一步减小,而不会产生破坏作用。孤子之间的互作用对它们的相对相位 θ 和相对振幅 r 相当敏感,如果两孤子是同相的($\theta=0$)但振幅不同,则互作用依旧是周期性的,但不会对孤子造成破坏[162]。即使 $r=1.1$,若 $q_0>4$,那么每个周期内孤子间距的变化也不会超过10%。其他许多因素,如高阶效应[164]、限制带宽放大[165]和定时抖动[166]等也会改变孤子互作用,其中几种高阶效应将在下一节中讨论。

5.5 高阶效应

到现在为止,本章所考虑的光孤子特性都是以简化的 NLS 方程(5.1.1)为基础的。当输入脉冲宽度 $T_0<5$ ps 时,必须像2.3节中讨论的那样包括高阶非线性和高阶色散效应,这就要用到广义非线性薛定谔方程(2.3.43)。若利用式(3.1.3)引入的归一化振幅 U,那么方程(2.3.43)可以采用以下形式:

$$\frac{\partial U}{\partial z}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial T^2}-\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 U}{\partial T^3}=i\gamma P_0 e^{-\alpha z}\left(|U|^2U+\frac{i}{\omega_0}\frac{\partial}{\partial T}(|U|^2U)-T_R U\frac{\partial |U|^2}{\partial T}\right) \tag{5.5.1}$$

5.5.1 脉冲参量的矩方程

一般而言,方程(5.5.1)必须用数值方法求解,但如果假设高阶效应足够弱,那么即使脉冲的参量值改变,脉冲也能保持自身形状,因此仍可以利用4.3.1节的矩方法获得一些物理内涵。在反常 GVD 区,$U(z,T)$可以采用下面的形式:

$$U(z,T)=a_p\text{sech}\left(\frac{T-q_p}{T_p}\right)\exp\left[-i\Omega_p(T-q_p)-iC_p\frac{(T-q_p)^2}{2T_p^2}+i\phi_p\right] \tag{5.5.2}$$

式中,a_p,T_p,C_p 和ϕ_p 分别表示脉冲的振幅、宽度、啁啾和相位,另外还考虑到脉冲包络的时域位移 q_p 和脉冲频谱的频域位移 Ω_p。当脉冲在光纤中传输时,所有这6个参量都可能随 z 变化。

利用4.3.1节和4.4.2节中矩的定义及矩方法,可以得到下列一组关于脉冲参量演化的方程[167]:

$$\frac{\mathrm{d}T_p}{\mathrm{d}z}=(\beta_2+\beta_3\Omega_p)\frac{C_p}{T_p} \tag{5.5.3}$$

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}C_p}{\mathrm{d}z}=&\left(\frac{4}{\pi^2}+C_p^2\right)\frac{\beta_2}{T_p^2}+\frac{4\bar{\gamma}P_0}{\pi^2}\frac{T_0}{T_p}+\frac{6\Omega_p^2}{\pi^2}(2\beta_2+\beta_3\Omega_p)\\&+\beta_3\left(\frac{4}{\pi^2}+3C_p^2\right)\frac{\Omega_p}{2T_p^2}+\frac{48\bar{\gamma}P_0}{\pi^2\omega_0}\frac{T_0}{T_p}\end{aligned} \tag{5.5.4}$$

$$\frac{\mathrm{d}q_p}{\mathrm{d}z}=\beta_2\Omega_p+\frac{\beta_3}{2}\Omega_p^2+\frac{\beta_3}{6T_p^2}\left(1+\frac{\pi^2}{4}C_p^2\right)+\frac{\bar{\gamma}P_0}{\omega_0}\frac{T_0}{T_p} \tag{5.5.5}$$

$$\frac{\mathrm{d}\Omega_p}{\mathrm{d}z}=-\frac{8T_R\bar{\gamma}P_0}{15}\frac{T_0}{T_p^3}+\frac{2\bar{\gamma}P_0}{3\omega_0}\frac{T_0C_p}{T_p^3} \tag{5.5.6}$$

式中,$\bar{\gamma}=\gamma\exp(-\alpha z)$。与4.3.1节相同,此处忽略了相位方程。振幅 a_p 可以利用关系$E_0=2P_0T_0=2a_p^2(z)T_p(z)$确定,其中 E_0 是输入脉冲能量。

方程(5.5.3)至方程(5.5.6)清楚地表明,脉冲参量受方程(5.5.1)中的三个高阶项的影响很大。在考虑高阶项的影响之前,利用这些方程确定基阶孤子形成的条件。方程(5.5.3)表明,若啁啾参量 C_p 对于所有 z 均保持为零,则脉宽将不会变化。啁啾方程(5.5.4)相当复杂,但是若忽略高阶项和光纤损耗($\alpha=0$),则该方程可以简化为

$$\frac{\mathrm{d}C_p}{\mathrm{d}z}=\left(\frac{4}{\pi^2}+C_p^2\right)\frac{\beta_2}{T_p^2}+\frac{4\gamma P_0}{\pi^2}\frac{T_0}{T_p} \tag{5.5.7}$$

显然若 $\beta_2>0$,右边两项都是正的,则即使最初时 $C_p=0$,它也不会永远保持为零。但是,对于反常色散的情形($\beta_2<0$),当初始脉冲参量满足条件 $\gamma P_0T_0^2=|\beta_2|$时,这两项就完全抵消了。从式(5.2.3)可知这一条件等同于 $N=1$。

利用式(5.2.1)定义的无量纲变量 ξ 和τ,将方程(5.5.1)归一化是有意义的,归一化 NLS 方程为

$$i\frac{\partial u}{\partial\xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2u}{\partial\tau^2}+|u|^2u=i\delta_3\frac{\partial^3u}{\partial\tau^3}-is\frac{\partial}{\partial\tau}(|u|^2u)+\tau_Ru\frac{\partial|u|^2}{\partial\tau} \tag{5.5.8}$$

式中,假设脉冲在反常 GVD 区($\beta_2<0$)传输,并且忽略了光纤损耗($\alpha=0$)。参量 δ_3,s 和τ_R 分别描述了三阶色散(TOD)、自变陡和脉冲内喇曼散射效应,它们的表达式为

$$\delta_3=\frac{\beta_3}{6|\beta_2|T_0}\qquad s=\frac{1}{\omega_0T_0}\qquad \tau_R=\frac{T_R}{T_0} \tag{5.5.9}$$

这3个参量都与脉冲宽度成反比,并且当 $T_0\gg1$ ps 时可以忽略,而对于飞秒脉冲,它们的影响就表现出来了。例如,对于以1.55 μm 波长在标准石英光纤中传输的50 fs($T_0\approx30$ fs)脉冲,如果取 $T_R=3$ fs,则有 $\delta_3\approx0.03$,$s\approx0.03$,$\tau_R\approx0.1$。

5.5.2 三阶色散

当光脉冲远离光纤的零色散波长传输时,三阶色散(TOD)对孤子的影响很小,可以视为微扰。为了尽可能简单地研究TOD的影响,令方程(5.5.8)中的 $s=0$, $\tau_R=0$,同时把 δ_3 项视为微扰。从方程(5.5.3)至方程(5.5.6)可知,当 $C_p=0$ 且 $T_p=T_0$ 时,频移 $\Omega_p=0$。然而,脉冲的时域位置随 z 线性变化,

$$q_p(z)=(\beta_3/6T_0^2)z\equiv\delta_3(z/L_D) \tag{5.5.10}$$

于是TOD的主要作用是使孤子峰值随距离 z 线性位移。脉冲是延迟还是领先,取决于 β_3 的符号,当 β_3 为正时,TOD使孤子慢下来,孤子峰值以随距离线性增加的量延迟。对于皮秒脉冲,TOD感应的延迟在大多数光纤中是可以忽略的。若采用典型值 $\beta_3=0.1\ \text{ps}^3/\text{km}$, $T_0=10$ ps,则传输100 km后的时域位移仅为0.1 ps。然而,对于飞秒脉冲,时域位移变得相当大,例如当 $T_0=100$ fs时,时域位移在孤子传输1 km后就达到1 ps。

如果光脉冲在光纤零色散波长或其附近传输($\beta_2\approx0$),那么又将发生什么呢?为理解这一区域的传输行为,人们已经做了大量工作[168~177]。对于高斯脉冲,已在4.2.5节通过数值求解方程(4.2.7)讨论了 $\beta_2=0$ 的情形。当用 $U(0,\xi')=\text{sech}(\tau)$ 作为 $z=0$ 处的输入孤子时,也可以利用同样的方程(4.2.7)。图5.17给出了 $\tilde{N}=2$ 的双曲正割脉冲的时域波形和频谱在 z/L'_D 为0~4范围内的演化过程。

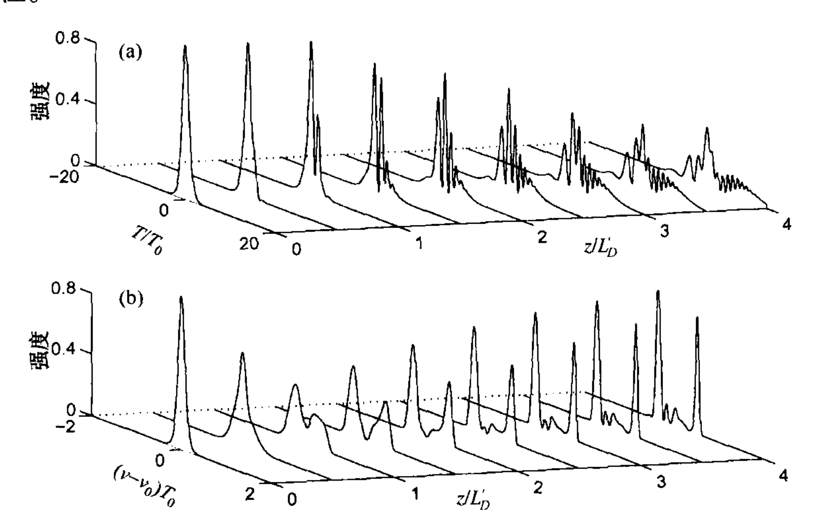


图5.17 峰值功率满足 $\tilde{N}=2$ 的双曲正割脉冲在零色散波长传输时的(a)时域和(b)频域演化

图5.17中的一个最显著的特征是频谱分裂为两个很好分辨的谱峰[168],这两个峰对应于SPM展宽频谱中最外面的两个峰(见图4.2)。由于红移峰位于反常GVD区,所以此谱带内的能量能形成孤子;而蓝移峰位于正常GVD区,所以这一频带内的能量被色散掉。因为SPM在脉冲后沿附近产生蓝移分量,所以在传输过程中被色散掉的正是脉冲的后沿部分。图5.17中的脉冲波形表明,具有振荡结构的较长的后沿随着 ξ' 的增加逐渐与脉冲前沿分开。很重要的一点是,由于SPM感应的频谱展宽,即使开始时 $\beta_2=0$,输入脉冲也不是真正地在零色散波长传输。实际上,脉冲通过SPM产生自己的 $|\beta_2|$。式(4.2.9)给出了 $|\beta_2|$ 的有效值,由此可见,脉冲峰值功率越大,$|\beta_2|$ 的有效值越大。

一个有趣的问题是,在光纤零色散波长是否存在类孤子解。即便 $s=\tau_R=0$,方程(5.5.8)看起来利用逆散射法也是不可积的。方程(5.5.8)的数值解表明[170],当 $\widetilde{N}>1$ 时,一个双曲正割脉冲在 ξ' 约为 $10/\widetilde{N}^2$ 的长度上演化成一个孤子,它包含约一半的脉冲能量,剩余能量分布在脉冲后沿附近的振荡结构内,并在传输中被色散掉。孤子的这些特征也可以通过近似求解方程(5.5.8)来定量表示[170~174]。通常零色散波长处的孤子比位于反常 GVD 区的孤子所需的功率低,这可以通过比较式(5.2.3)和式(4.2.8)看出。为得到相同的 N 和 $\widetilde{N}$,孤子在零色散波长传输所需的峰值功率比在反常 GVD 区传输所需的功率小 $T_0|\beta_2/\beta_3|$ 倍。

随着波分复用(wavelength-division-multiplexing, WDM)技术的出现,已经制造出在一定波长内 β_3 接近于零但 $|\beta_2|$ 保持为有限值的特种光纤,这样的光纤称为色散平坦光纤。利用色散平坦光纤,需要考虑四阶色散对孤子的影响,这时 NLS 方程要采用以下形式:

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2u=\delta_4\frac{\partial^4 u}{\partial \tau^4} \tag{5.5.11}$$

式中,$\delta_4=\beta_4/(24|\beta_2|T_0^2)$。

若 $T_0>1$ ps,则参量 δ_4 相当小,其作用可以视为微扰。而对于超短脉冲,δ_4 可能比较大,微扰解不再正确。假定 $u(\xi,\tau)=V(\tau)\exp(iK\xi)$ 并求解关于 $V(\tau)$ 的常微分方程,可以发现方程(5.5.11)具有下面的形状可保持的孤立波解[178]:

$$u(\xi,\tau)=3b^2\mathrm{sech}^2(b\tau)\exp(8ib^2\xi/5) \tag{5.5.12}$$

式中,$b=(40\delta_4)^{-1/2}$。注意,脉冲振幅是 sech^2 形式的,而非标准亮孤子常用的 sech 形式的。必须强调的是,孤子振幅和宽度由光纤参量唯一决定,这样的具有固定参量的孤子有时称为自孤子。

5.5.3 自变陡效应

自变陡现象已在 4.4.1 节中做了讨论,它使反常色散区形成的孤子呈现出几个新特点[179~183]。方程(5.5.3)至方程(5.5.6)通过包含 ω_0 的项表现出自变陡效应,其中最重要的特征是,即使 $T_R=0$,自变陡也会导致孤子产生时域位移和频域位移。实际上,可以通过对方程(5.5.6)积分,得到以下形式的频域位移:

$$\Omega_p(z)=\frac{\gamma E_0}{3\omega_0}\int_0^z\frac{C_p(z)}{T_p^3(z)}\mathrm{e}^{-\alpha z}\mathrm{d}z \tag{5.5.13}$$

式中,$E_0=2P_0T_0$ 是输入脉冲能量。一旦脉冲带有啁啾,其频谱就会因自变陡效应发生位移。若啁啾可以忽略,则频域位移相当小。即使 $\Omega_p=0$,自变陡也会因为方程(5.5.5)中的最后一项而产生时域位移。若假设孤子能将其宽度保持到一阶近似(即基阶孤子的宽度),则对于长为 L 的光纤,孤子峰值的时域位移为

$$q_p(L)=\gamma P_0L_{\mathrm{eff}}/\omega_0=\phi_{\max}/\omega_0 \tag{5.5.14}$$

式中,L_{eff} 是有效光纤长度,$\phi_{\max}$ 是 4.1.1 节引入的最大 SPM 感应相移。注意,$\omega_0=2\pi/T_{\mathrm{opt}}$,其中 T_{opt} 是光学周期,因此即使 $\phi_{\max}$ 超过 10π,时域位移也相当小;然而,当 $\Omega_p\neq0$ 时,时域位移显著增大。

当参量 s 取相对小的值时,以上分析是合理的;而当脉冲短到使 s 超过 0.1 时,必须使用数值方法。为突出参量 s 描述的自变陡效应,将方程(5.5.8)中的 δ_3 和 τ_R 设为零,则光纤中脉冲

的演化由方程

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2u+is\frac{\partial}{\partial \tau}(|u|^2u)=0 \tag{5.5.15}$$

描述。自变陡感应的时域位移如图 5.18 所示,它给出了在 $s=0.2$ 和 $N=1$ 时,对于输入脉冲 $u(0,\tau)=\mathrm{sech}(\tau)$,通过数值求解方程(5.5.15)绘出的 ξ 为 0,5 和 10 时的脉冲波形。因为对于 $s\neq0$,峰值移动的速度比两翼的慢,所以峰值被延迟并表现为向脉冲后沿位移。尽管脉冲在传输过程中稍有展宽(在 $\xi=10$ 处约为 20%),但仍保持其孤子特征,这说明方程(5.5.15)具有孤子解,输入脉冲渐近地向孤子演化。这样的解确实存在,并且具有以下形式[146]:

$$u(\xi,\tau)=V(\tau+M\xi)\exp[i(K\xi-M\tau)] \tag{5.5.16}$$

式中,M 与载频的位移 Ω_p 有关,这种位移将导致群速度改变,图 5.18 所示的峰值延迟就是因为群速度变化引起的。$V(\tau)$的显式形式取决于 M 和 s[183],当 $s=0$ 时,$V(\tau)$简化为式(5.2.16)给出的双曲正割形式。还应注意到,方程(5.5.15)能够转化成可利用逆散射法积分的所谓衍生非线性薛定谔方程,其解在等离子体物理领域已有广泛的研究[184~187]。

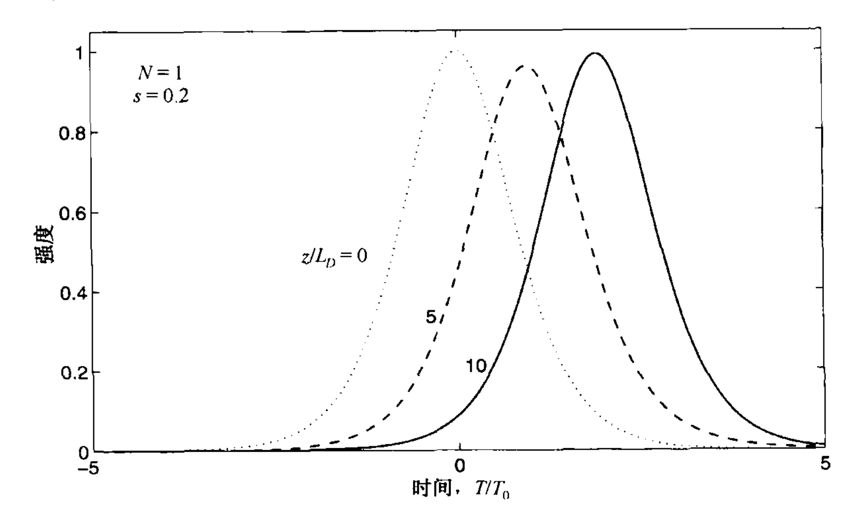


图 5.18 存在自变陡效应($s=0.2$)时基阶孤子在 z/L_D 为 0,5 和 10 时的脉冲形状。为便于比较,用点线表示基阶孤子的初始形状,当$s=0$时实线、虚线与点线一致

自变陡效应对高阶孤子的影响非常显著,它导致高阶孤子分裂成若干个基阶孤子,这种现象称为孤子分裂[180]。图 5.19 给出了 $s=0.2$ 时二阶孤子($N=2$)的时域和频域演化过程。对于这个相对大的 s 值,两个孤子在 $2L_D$ 的距离内已互相分开,并且随着在光纤中的传输继续分离。对于较小的 s 值,除了孤子分裂所需的距离较长外,也有类似的行为发生。孤子分裂可以运用逆散射法,将自变陡项看成微扰来理解。在没有自变陡的情况下($s=0$),因为两孤子以相同的速度传输(5.2.1 节中的本征值 ζ_j 具有相同的实部),所以它们形成束缚态。自变陡效应将破坏这种简并,使两个孤子以不同的速度传输,结果它们互相分开,并且间距随传输距离线性增加[181]。图 5.19 中两个峰值的高度比大约等于 9,这与预期的比率$(\eta_2/\eta_1)^2$ 一致,其中 η_1 和 η_2 是 5.2.1 节中引入的本征值的虚部。三阶($N=3$)或更高阶孤子表现出类似的分裂行为,尤其是三阶孤子将衰变成 3 个基阶孤子,其峰值高度也与由逆散射理论得到的结果一致。

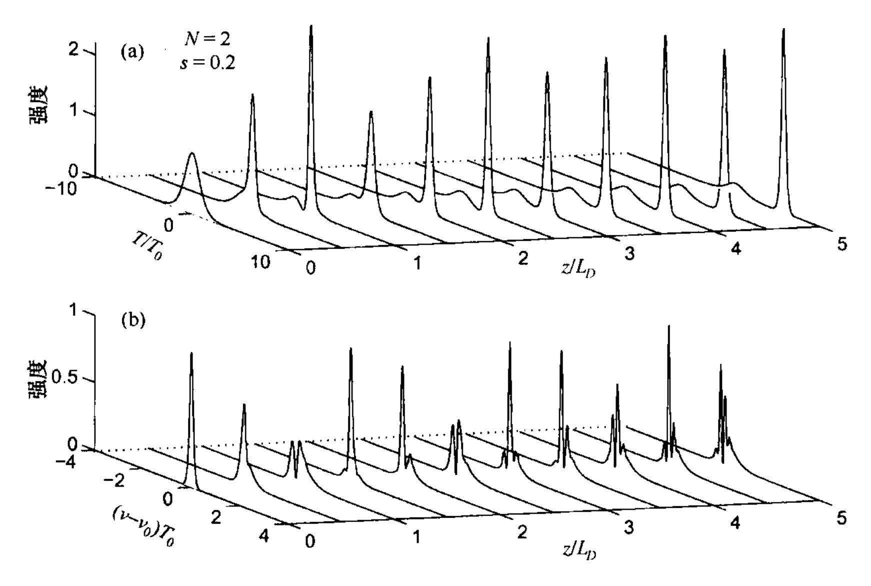


图 5.19 $s=0.2$ 时二阶孤子($N=2$)在5个色散长度上的(a) 时域和(b) 频域演化

5.5.4 脉冲内喇曼散射

在高阶非线性效应中,脉冲内喇曼散射起重要作用,它对孤子的影响由方程(5.5.8)的最后一项决定,并在1985年由实验观测到[188]。当考虑到孤子自频移(soliton self-frequency shift)这种新的现象时,显然需要将这一项包括在内。孤子自频移在1986年观察到[189],并用喇曼响应的延迟特性做了解释[190],从此脉冲内喇曼散射这种高阶非线性效应得到了广泛研究[191~210]。

首先考虑基阶孤子和矩方法。为突出脉冲内喇曼散射的影响,令方程(5.5.3)至方程(5.5.6)中的 $\beta_3=0$ 及 $\omega_0\to\infty$。喇曼项的主要影响是,使按照方程(5.5.6)随光纤长度变化的孤子频移 Ω_p 产生位移。对该方程积分,可以得到[167]

$$\Omega_p(z)=-\frac{8T_R}{15}\gamma P_0 T_0\int_0^z \frac{e^{-\alpha z}}{T_p^3(z)}\,dz \tag{5.5.17}$$

脉冲宽度沿光纤的演化用方程(5.5.3)描述为 $dT_p/dz=\beta_2 C_p/T_p$,其中 $C_p(z)$ 通过解方程

$$\frac{dC_p}{dz}=\left(\frac{4}{\pi^2}+C_p^2\right)\frac{\beta_2}{T_p^2}+\frac{4}{\pi^2}\gamma P_0 e^{-\alpha z}\frac{T_0}{T_p}+\frac{12}{\pi^2}\beta_2\Omega_p^2 \tag{5.5.18}$$

得到。

如果光纤长度足够短,光纤损耗可以忽略,而且如果 Ω_p 足够小,方程(5.5.18)中的最后一项也可以忽略,则孤子能保持无啁啾状态($C_p=0$),其宽度固定在输入值 T_0。在这样的条件下,式(5.5.17)表明,喇曼感应频移(Raman-induced frequency shift,RIFS)随距离以

$$\Omega_p(z)=-\frac{8T_R\gamma P_0}{15T_0^2}z\equiv-\frac{8T_R|\beta_2|}{15T_0^4}z \tag{5.5.19}$$

线性增加,这里利用了条件 $N=\gamma P_0T_0^2/|\beta_2|=1$。上式中的负号表明,载频被减小,即孤子频谱移向更长波长一端(红端)。Ω_p 正比于 T_0^{-4} 这一关系最早是在1986年利用孤子微扰理论发现的[190],用它可以解释为什么 RIFS 仅对宽度等于或小于1 ps 的超短脉冲才比较重要。然而必须记住,这种依赖关系仅对相对短的光纤长度才成立,因为孤子在这样短的长度上是无啁啾的。

从物理意义上讲,可以通过受激喇曼散射(见第8章)来理解红移现象,对于脉宽约为1 ps或更短的入射脉冲,其谱宽非常宽,使脉冲频谱的蓝移分量可作为泵浦光,通过喇曼增益有效地放大同一脉冲的红移分量。此过程在光纤中持续进行,致使能量不断地从脉冲的蓝移分量转移到红移分量中,这种能量转移就表现为孤子频谱的红移,红移量随传输距离的增加而增大。从式(5.5.19)也可以看出,频移沿光纤线性增加,更重要的是,频移与 T_0^{-4} 成正比,这表明对于短脉冲,频移可能相当大。例如,当 $T_0=0.1$ ps(FWHM约为175 fs)的脉冲在 $\beta_2=-20\ \mathrm{ps^2/km}$ 和 $T_R=3$ fs的标准光纤中传输时,孤子频率以约为0.33 THz/km的速率改变,传输12 m后该孤子的频移约4 THz。这个孤子的谱宽(指的是FWHM)小于3.2 THz,因此这算是一个较大的频移。一般而言,对于脉宽小于1 ps的超短脉冲,不能忽略喇曼感应频移。

为理解 Ω_p 在一般情形下是如何演化的,必须利用方程(5.5.17)和方程(5.5.18)。作为数值模拟的一个实例,考虑初始宽度 $T_0=50$ fs (FWHM约为88 fs)的孤子在 $D=4$ ps/(km·nm)的10 m长色散位移光纤中的传输情形。图5.20给出了 $\gamma=2\ \mathrm{W^{-1}/km}$ 时的喇曼感应频移 Ω_p 和脉冲宽度 T_p 沿光纤长度的演化[167]。对于 $T_0=50$ fs的超短脉冲,必须考虑三阶色散的影响,这里取 $\beta_3=0.1\ \mathrm{ps^3/km}$;取 $\alpha=0.2$ dB/km则将光纤损耗考虑在内,但对于10 m长的光纤而言,损耗的影响很小。图5.20中的实线给出了对应于标准孤子的 $C_0=0$ 的情形,脉冲宽度在开始时确实如预期的那样保持不变,但在传输2 m后,脉冲宽度因喇曼感应频移和三阶色散效应开始增加。

在图5.20中看到的最重要的特征是,喇曼感应频移在脉冲演化的早期阶段线性增加,然后开始饱和,这种饱和特性背后的物理原因和孤子啁啾有关。对于无啁啾孤子($C_0=0$),在大约2 m距离处,喇曼感应频移的大小变得与脉冲的谱宽(2 THz)相当,它开始通过对孤子施加啁啾来影响孤子,这从方程(5.5.18)中的最后一项可以清楚地看出来,在这种条件下,式(5.5.19)不再适用。图5.20中的虚线和虚点线表明,即使相当小的啁啾也会显著影响喇曼感应频移。当 C_p 取正值时,正如 $\beta_2 C_p<0$ 时所预期的,脉冲开始时被压缩,然后在大约1 m处达到最小宽度后开始展宽。基于此原因,不但最初 Ω_p 增加的速度比无啁啾情形时快,而且由于脉冲展宽,Ω_p 在更小的值下就达到了饱和。需要着重指出的是,当 $C_p>0$ 时,啁啾使喇曼感应频移增大;当 $C_p<0$ 时,脉冲立即开始展宽,喇曼感应频移显著减小。

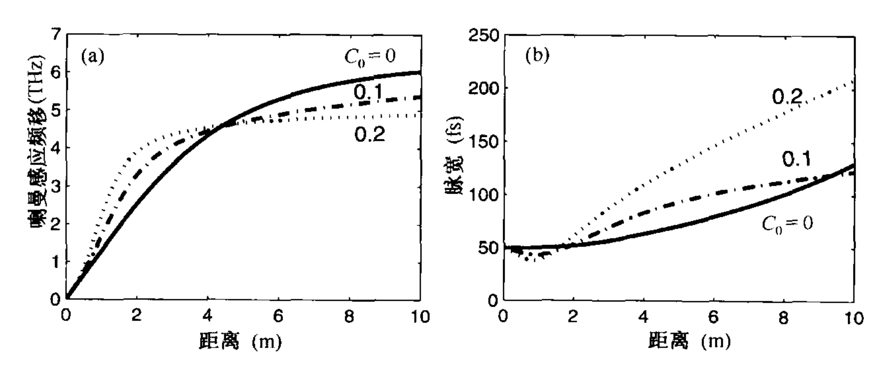


图5.20 $T_0=50$ fs的基阶孤子在10 m长光纤中传输时(a)喇曼感应频移和(b)脉宽的演化,输入啁啾参量 C_0 从0变化到0.2

1986年,利用从被动锁模色心激光器得到的0.5 ps脉冲观察到孤子的喇曼感应频移[189],脉冲频谱在0.4 km长光纤中位移了8 THz。因为观察到的频谱位移是孤子自身引起的,故称孤子自频移[190]。然而,正如4.4.3节中讨论的,喇曼感应频移是一种普遍现象,对所有短脉冲都可

以发生,不管它们是否以孤子形式传输[167]。如果脉冲能沿光纤保持其宽度不变,则喇曼感应频移可以达到较大值。近年来,喇曼感应频移引起相当大的关注,因为利用它可以产生波长在较宽范围内可调的飞秒脉冲,具体是通过简单地将脉冲在锥形光纤或其他微结构光纤中传输实现的[211~214],这一点将在 12.1 节中做更详细的讨论。

对于高阶孤子的情形,必须数值求解广义非线性薛定谔方程(5.5.8)。为突出脉冲内喇曼散射效应,令方程(5.5.8)中的 $\delta_3=0$ 及 $s=0$,则光纤中脉冲的演化由方程

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2u=\tau_R u\frac{\partial |u|^2}{\partial \tau} \tag{5.5.20}$$

描述。图 5.21 给出了 $\tau_R=0.01$ 时数值求解方程(5.5.20)得到的二阶孤子的时域和频域演化过程。脉冲内喇曼散射对高阶孤子的影响与自变陡类似,特别是,即使对于相当小的 τ_R 值,也能导致高阶孤子的分裂[197]。

比较图 5.19 和图 5.21 可以看出这两种不同高阶非线性机制的相似和不同之处,其中一个重要区别是,在给定的长度上,与 s 相比,很小的 τ_R 就能引起孤子分裂。例如,如果在图 5.19 中选取 $s=0.01$,则孤子通过 $z=5L_D$ 的距离也不分裂,这一特征表明,τ_R 的影响相对于自变陡效应的影响实际上是占主导地位的。另一个重要区别是,在自变陡情形中,两个孤子都有延迟,而在喇曼情形中,低强度孤子看起来在频域和时域上都没有位移。这一特征与式(5.5.19)中的喇曼感应频移与 T_0^{-4} 成正比有关。第二个孤子比第一个孤子宽得多,于是它的频谱要以小得多的速率位移。当传输距离大于 $z=8L_D$ 时,第二个孤子的时域和频域位移才变得比较明显。

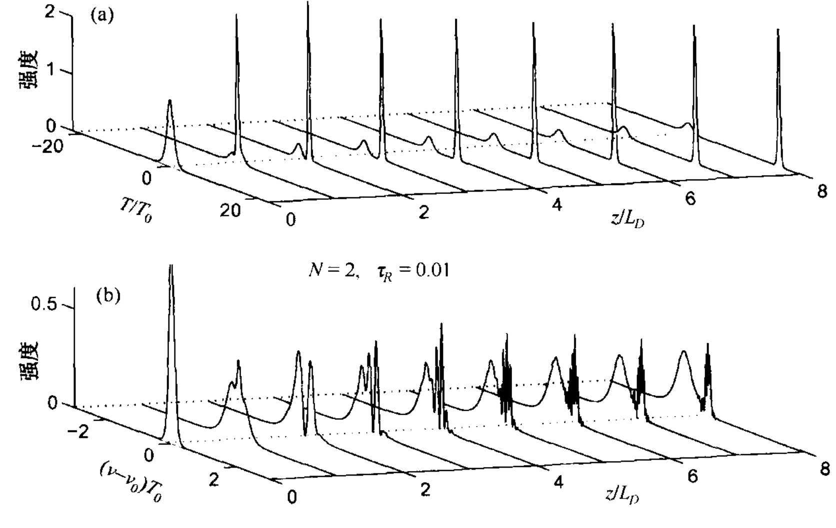


图 5.21 $\tau_R=0.01$ 时二阶孤子($N=2$)的(a) 时域演化和(b) 频域演化,这表明脉冲内喇曼散射引起了孤子分裂

有人也许会问,方程(5.5.20)是否有类孤子解。已经证明,当将喇曼项包括在内后,该方程不存在类脉冲解,主要是因为所得到的微扰项是非哈密顿型的[142]。喇曼项的这一特性可以这样理解,由于脉冲的部分能量通过激发分子振动而耗散,喇曼感应频谱红移不能保持脉冲能量。然而,已经发现这时存在扭结拓扑孤子(能量无穷大),并由下式给出[206]:

$$u(\xi,\tau)=[\mathrm{e}^{-b\tau}\mathrm{sech}(b\tau)]^{1/2}\exp(ib^2\xi/2) \tag{5.5.21}$$

式中,$b=3/(2\tau_R)$。

扭结孤子出现在许多物理系统中,其动力学过程由正弦戈登方程描述[70]。在光纤范畴,扭结孤子代表一个光波冲击沿,在光纤中传输时其形状保持不变。图5.22通过对不同的τ_R值绘出的扭结孤子的强度曲线给出了冲击剖面,冲击的陡度取决于τ_R,当τ_R减小时,冲击沿变陡。尽管参量N随τ_R的减小而增大,但功率P_0保持不变(P_0定义为$\tau=0$时的功率)。由式(5.2.3)和式(5.5.9)将P_0用T_R表示为$P_0=9|\beta_2|/(16\gamma T_R^2)$,也可以看出这一点。若采用光纤参量的典型值,则$P_0$大约为10 kW。由于需要的功率太高,很难在实验中观察到这种光波冲击现象。

式(5.5.21)给出的扭结孤子是在假定$u(\xi,\tau)=V(\tau)\exp(iK\xi)$并解关于$V(\tau)$的常微分方程得到的。其解表明,对于不同的$K$值,扭结孤子构成一个单参量族,这个解甚至可以在光纤正常色散区存在[207]。将方程(5.5.8)中的自变陡项包括在内后,扭结孤子继续存在;而只有对特定的值$K=9/(8\tau_R^2)$,方程(5.5.21)才存在解析解。当$K<\tau_R^2$时,在图5.22中看到的单调衰减的尾部发展成为振荡结构。

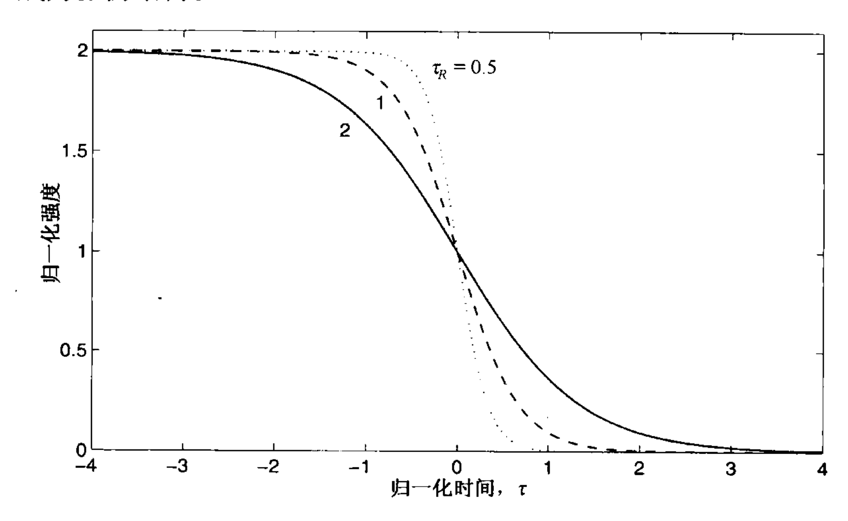


图5.22 τ_R取不同值时光波冲击形成的扭结孤子的强度曲线[206]

5.5.5 飞秒脉冲的传输

对于脉宽$T_0<1$ ps的飞秒脉冲,由于所有三个参量δ_3,s和τ_R均不可忽略,因此必须将方程(5.5.8)中的所有高阶项包括在内,这种超短脉冲在光纤中的演化可以通过数值求解方程(5.5.8)得到[215~223]。例如,图5.23给出了$\delta=0.03$,$s=0.05$及$\tau_R=0.1$时二阶孤子的脉冲形状和频谱在光纤中的演化过程,这些参量取值对一个在标准石英光纤的1.55 μm波长区传输的50 fs($T_0\approx28$ fs)的脉冲是适当的。孤子衰变在一个色散长度($L_D\approx4$ cm)内发生,随着传输距离的进一步增加,主峰以很快的速度向后沿位移,这种时域位移是由于孤子频谱的红移导致群速度v_g减小造成的。由于$v_g\equiv(\mathrm{d}\beta/\mathrm{d}\omega)^{-1}$与频率有关,故孤子载频的位移改变了其传输速度。如果设$T_0=28$ fs,将图5.23中的结果换成物理单位,则50 fs的脉冲仅传输约16 cm后,几乎就已经位移了40 THz或载频的20%。

当输入峰值功率足以激发一个$N\gg1$的高阶孤子时,脉冲频谱将演化成几个谱带,每个谱带对应一个从原始脉冲分裂出来的基阶孤子。在实验中已经观察到了这样的演化图样[215],此实验将峰值功率高达530 W的830 fs脉冲在光纤中传输了1 km,最红端的谱峰对应着12 m处的最短(约为55 fs)的孤子,而随着传输距离的进一步增加,孤子宽度增大。实验结果与方程(5.5.8)

的预期一致。在一些非线性参量值较大的微结构光纤中(见第 11 章),脉冲频谱可以扩展到 100 THz 以上,这种极端的频谱展宽称为超连续谱产生(详见第 12 章中的讨论)。

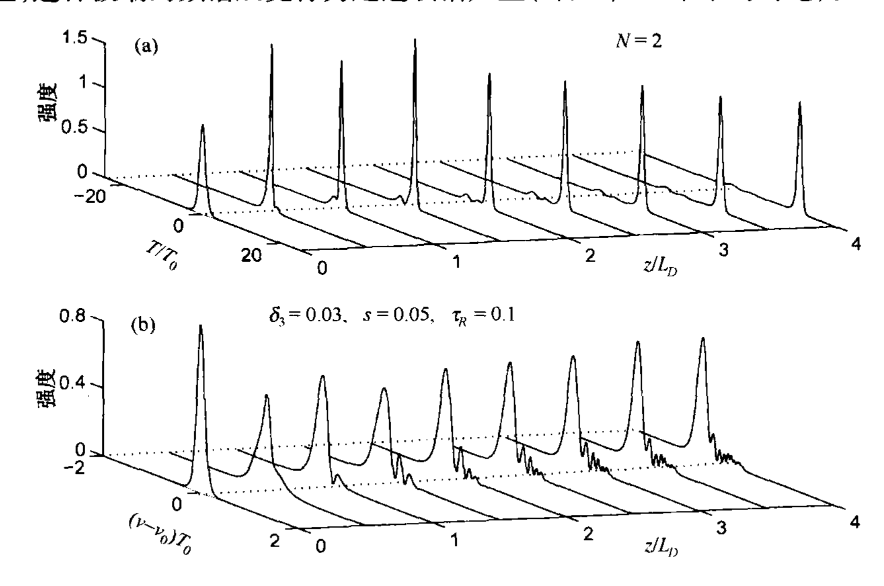


图 5.23 宽度(指的是 FWHM)为 50 fs 的二阶孤子($N=2$)入射到 $D=16$ ps/(km·nm)的标准光纤中时,(a)脉冲形状和(b)频谱的演化,高阶参量值$\delta_3=0.03$,$s=0.05$及$\tau_R=0.1$

三阶色散、自变陡和脉冲内喇曼散射对高阶孤子的联合作用,可以将一个高阶孤子分裂成若干个基阶孤子。实际上,即便不考虑高阶非线性效应,当孤子参量 δ_3 超过某个阈值时,TOD 本身也会导致孤子分裂[216]。对于二阶孤子($N=2$),阈值为 $\delta_3=0.022$,但对于三阶孤子($N=3$),阈值减小至 $\delta_3\approx0.006$。在标准石英光纤中,对短于 70 fs 的脉冲,δ_3 在 1.55 μm 处超过 0.022;而对于色散位移光纤,即使脉宽增加 10 倍,也可达到阈值。

一个有趣的问题是,在一定条件下,方程(5.5.8)是否存在形状可保持的孤立波解?利用不同方法已经发现了几个这样的解[224~239],在大多数情况下,仅对特定的参量组合才存在这种解。例如,当 $\tau_R=0$,$s=-2\delta_3$ 或 $s=-6\delta_3$ 时,发现了基阶或高阶孤子解[231]。从实际的角度考虑,方程(5.5.8)的这种解没有多少用处,因为很难找到参量值能满足这些限制条件的光纤。

尽管方程(5.5.8)作为飞秒脉冲在光纤中传输的模型是比较成功的,但它仍然是近似结果。正如在 2.3 节中所讨论的,更精确的近似应该用方程(2.3.36),其中 $R(t)$是考虑到光纤非线性的时间相关响应。在一个简单的模型中,$R(t)$采用式(2.3.38)给出的形式,因此无论是电子(克尔效应)还是分子(喇曼效应),对光纤非线性的贡献均考虑在内[198~201]。分子响应的延迟特性不仅会导致孤子自频移,而且还会影响相邻孤子的互作用[202]。早在 1992 年,方程(2.3.36)就用于数值研究脉冲内喇曼散射是如何影响飞秒脉冲在光纤中的演化的[203~205]。2000 年以后,方程(2.3.36)常用来研究光纤中的超连续谱产生过程(见第 12 章)。若脉冲短于 20 fs,则这个方程的使用也成为问题,因为在推导该方程的过程中,应用了慢变包络近似(见 2.3 节)。由于这样的短脉冲可以通过新式的锁模激光器产生,现已尝试对这种近似进行改进,同时仍用脉冲包络处理[240~242]。对仅包含几个光学周期的超短脉冲,必须抛弃脉冲包络概念,而是通过时域有限差分(finite-difference time-domain,FDTD)算法,直接求解麦克斯韦方程组[243]。

习题

5.1 解方程(5.1.4)并推导调制不稳定性增益的表达式,得出增益的峰值和此增益发生时的频率。

5.2 将方程(5.1.4)扩展到包含四阶色散效应,推导调制不稳定性增益的表达式,并简单评述这种不稳定性的新特征。

5.3 考虑一个用光放大器对光纤损耗进行周期补偿的光波系统,求解这种情形下的方程(5.1.4),并推导调制不稳定性增益的表达式,证明增益峰位于式(5.1.12)给定的频率处。

5.4 考虑式(5.1.4)中的 β_2 是周期函数的色散管理光纤链路,推导该链路调制不稳定性增益的表达式(可参阅文献[57])。

5.5 一个工作在 1.55 μm 波长的 10 Gbps 孤子通信系统,使用 $D = 2$ ps/(km·nm)的色散位移光纤,光纤有效模场面积为 50 μm^2,计算将脉宽为 30 ps(指的是 FWHM)的基阶孤子入射到光纤中所需的峰值功率和脉冲能量。

5.6 用直接代入法证明,式 (5.2.16) 给出的孤子解满足方程 (5.2.5)。

5.7 利用 2.4.1 节的分步傅里叶法,通过 MATLAB 软件编程数值求解方程 (5.2.5)。通过比较基阶孤子输入时的数值计算结果与解析解(5.2.16),检验程序正确与否。

5.8 当输入脉冲如式(5.2.22)给出的形式时,用上题中的程序研究 N 分别为 0.2,0.6,1.0 和 1.4 时的传输过程,解释每种情形下表现出的不同特征。

5.9 当输入脉冲 $u(0,\tau) = 4\,\mathrm{sech}(\tau)$时,通过数值求解非线性薛定谔方程(5.2.5),给出一个孤子周期上的脉冲形状和频谱,并将所得结果与图 5.6 所示结果进行对比,同时简述四阶亮孤子的新的定性特点。

5.10 输入 $u(0,\tau) = 4\tanh(\tau)$的四阶暗孤子,通过数值求解方程(5.2.5),绘出 3 个色散长度上的脉冲形状和频谱,并将所得结果与图 5.11 所示结果进行对比,同时简述四阶暗孤子的新的定性特点。

5.11 一个孤子通信系统将放大器间距设为 50 km,光纤损耗为 0.2 dB/km,当输入孤子参量 N 为多大时,才能保持基阶孤子状态? 放大器增益应该是多大? 这个系统是否有对比特率的限制?

5.12 利用式(5.4.35)给出的输入脉冲形状,数值研究孤子间的互作用,取 $r = 1$, $q_0 = 3$, θ 分别为 0, $\pi/4$, $\pi/2$ 和 π。将所得结果与图 5.16 所示结果进行对比。

5.13 一个孤子传输系统设计成以 $B = 5$ Gbps 的比特率在 5000 km 距离上传输信号,工作波长处的色散参量 $D = 2$ ps/(km·nm)。为保证相邻孤子在传输中无互作用,脉冲宽度(指的是 FWHM)应为多大?

5.14 参阅文献[167],推导关于脉冲参量的矩方程(5.5.3)至(5.5.6)。

5.15 用直接代入法证明,式(5.5.12)给出的 $b = (40\delta_4)^{-1/2}$的解确实是方程(5.5.11)的解。

5.16 何谓脉冲内喇曼散射? 为什么它能引起孤子载频的位移? 利用方程(5.5.3)至方程(5.5.6)推导基阶孤子频移的表达式,假设 $\alpha = 0$, $\beta_3 = 0$, $C_p = 0$,同时忽略包含 ω_0 的自变陡项。

5.17 利用直接代入法证明,式(5.5.21)给出的解确实是方程(5.5.8)在 $\delta_3 = 0$, $s = 0$ 和 $N = 3/(4\tau_R)$时的解。

参考文献

[1] G. B. Whitham, *Proc. Roy. Soc.* **283**, 238 (1965); T. B. Benjamin and J. E. Feir, *J. Fluid Mech.* **27**, 417 (1967).
[2] L. A. Ostrovskii, *Sov. Phys. Tech. Phys.* **8**, 679 (1964); *Sov. Phys. JETP* **24**, 797 (1967).
[3] V. I. Bespalov and V. I. Talanov, *JETP Lett.* **3**, 307 (1966).
[4] V. I. Karpman, *JETP Lett.* **6**, 277 (1967).
[5] T. Taniuti and H. Washimi, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 209 (1968).
[6] C. K. W. Tam, *Phys. Fluids* **12**, 1028 (1969).
[7] A. Hasegawa, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 1165 (1970); *Phys. Fluids* **15**, 870 (1971).
[8] A. Hasegawa, *Opt. Lett.* **9**, 288 (1984).

[9] D. Anderson and M. Lisak, *Opt. Lett.* **9**, 468 (1984).
[10] B. Hermansson and D. Yevick, *Opt. Commun.* **52**, 99 (1984).
[11] K. Tajima, *J. Lightwave Technol.* **4**, 900 (1986).
[12] K. Tai, A. Hasegawa, and A. Tomita, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 135 (1986).
[13] K. Tai, A. Tomita, J. L. Jewell, and A. Hasegawa, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 236 (1986).
[14] P. K. Shukla and J. J. Rasmussen, *Opt. Lett.* **11**, 171 (1986).
[15] M. J. Potasek, *Opt. Lett.* **12**, 921 (1987).
[16] I. M. Uzunov, *Opt. Quantum Electron.* **22**, 529 (1990).
[17] M. J. Potasek and G. P. Agrawal, *Phys. Rev. A* **36**, 3862 (1987).
[18] V. A. Vysloukh and N. A. Sukhotskova, *Sov. J. Quantum Electron.* **17**,1509 (1987).
[19] M. N. Islam, S. P. Dijaili, and J. P. Gordon, *Opt. Lett.* **13**, 518 (1988).
[20] F. Ito, K. Kitayama, and H. Yoshinaga, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 2503 (1989).
[21] C. J. McKinstrie and G. G. Luther, *Physica Scripta* **30**, 31 (1990).
[22] G. Cappellini and S. Trillo, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 824 (1991).
[23] S. Trillo and S. Wabnitz, *Opt. Lett.* **16**, 986 (1991).
[24] J. M. Soto-Crespo and E. M. Wright, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2489 (1991).
[25] M. Yu, C. J. McKinistrie, and G. P. Agrawal, *Phys. Rev. E* **52**, 1072 (1995).
[26] F. Biancalana, D. V. Skryabin, and P. St. J. Russell, *Phys. Rev. E* **68**, 046003 (2003).
[27] E. Brainis, D. Amans, and S. Massar, *Phys. Rev. A* **71**, 023808 (2005).
[28] R. W. Boyd, M. G. Raymer, and L. M. Narducci, Eds., *Optical Instabilities* (Cambridge University Press, London, 1986).
[29] F. T. Arecchi and R. G. Harrison, Eds., *Instabilities and Chaos in Quantum Optics* (Springer-Verlag, Berlin, 1987).
[30] C. O. Weiss and R. Vilaseca, *Dynamics of Lasers* (Weinheim, New York, 1991).
[31] G. H. M. van Tartwijk and G. P. Agrawal, *Prog. Quantum Electron.* **22**, 43 (1998).
[32] N. N. Akhmediev, V. M. Eleonskii, and N. E. Kulagin, *Sov. Phys. JETP* **62**, 894 (1985); *Theor. Math. Phys.* (USSR) **72**, 809 (1987).
[33] H. Hadachira, D. W McLaughlin, J. V Moloney, and A. C. Newell, *J. Math. Phys.* **29**, 63 (1988).
[34] L. Gagnon, *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 1098 (1990).
[35] D. Mihalache and N. C. Panoiu, *Phys. Rev. A* **45**, 673 (1992); *J. Math. Phys.* **33**, 2323 (1992).
[36] D. Mihalache, F. Lederer, and D. M. Baboiu, *Phys. Rev. A* **47**, 3285 (1993).
[37] S. Kumar, G. V. Anand, and A. Selvarajan, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 697 (1993).
[38] N. N. Akhmediev, *Phys. Rev. A* **47**, 3213 (1993).
[39] A. M. Kamchatnov, *Phys. Rep.* **286**, 200 (1997).
[40] E. J. Greer, D. M. Patrick, and P. G. J. Wigley, *Electron. Lett.* **25**, 1246 (1989).
[41] P. V. Mamyshev, S. V. Chernikov, and E. M. Dianov, *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 2347 (1991).
[42] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, P. V. Mamyshev, and E. M. Dianov, *Electron. Lett.* **28**, 931 (1992).
[43] S. V. Chernikov, E. M. Dianov, D. J. Richardson, R. I. Laming, and D. N. Payne, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 293 (1993).
[44] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, and R. Kashyap, *Electron. Lett.* **29**, 1788 (1993); *Electron. Lett.* **30**, 433 (1994); *Opt. Lett.* **19**, 539 (1994).
[45] E. A. Swanson and S. R. Chinn, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 796 (1994).
[46] M. Nakazawa, K. Suzuki, and H. A. Haus, *Phys. Rev. A* **38**, 5193 (1988).
[47] M. Nakazawa, K. Suzuki, H. Kubota, and H. A. Haus, *Phys. Rev. A* **39**, 5768 (1989).
[48] S. Coen and M. Haelterman, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4139 (1197).
[49] M. Yu, C. J. McKinistrie, and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 607 (1998); *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 617 (1998).
[50] S. Coen and M. Haelterman, *Opt. Commun.* **146**, 339 (1998); *Opt. Lett.* **24**, 80 (1999).
[51] S. Coen, M. Haelterman, P. Emplit, L. Delage, L. M. Simohamed, and F. Reynaud, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 2283 (1998); *J. Opt. B* **1**, 36 (1999).
[52] J. P. Hamide, P. Emplit, and J. M. Gabriagues, *Electron. Lett.* **26**, 1452 (1990).

[53] F. Matera, A. Mecozzi, M. Romagnoli, and M. Settembre, *Opt. Lett.* **18**, 1499 (1993); *Microwave Opt. Tech. Lett.* **7**, 537 (1994).
[54] M. Yu, G. P. Agrawal, and C. J. McKinistrie, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 1126 (1995).
[55] M. Karlsson, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 2071 (1995).
[56] N. Kikuchi and S. Sasaki, *Electron. Lett.* **32**, 570 (1996).
[57] N. J. Smith and N. J. Doran, *Opt. Lett.* **21**, 570 (1996).
[58] R. A. Saunders, B. A. Patel, and D. Garthe, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9**, 699 (1997).
[59] R. Q. Hui, M. O'Sullivan, A. Robinson, and M. Taylor, *J. Lightwave Technol.* **15**, 1071 (1997).
[60] D. F. Grosz, C. Mazzali, S. Celaschi, A. Paradisi, and H. L. Fragnito, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 379 (1999).
[61] E. Ciaramella and M. Tamburrini, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 1608 (1999).
[62] A. Kumar, A. Labruyere, and P. T. Dinda, *Opt. Commun.* **219**, 221 (2003).
[63] X. Tang and Z. Wu, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 926 (2005).
[64] G. A. Nowak, Y. H. Kao, T. J. Xia, M. N. Islam, and D. Nolan, *Opt. Lett.* **23**, 936 (1998).
[65] S. Nishi and M. Saruwatari, *Electron. Lett.* **31**, 225 (1995).
[66] C. Mazzali, D. F. Grosz, and H. L. Fragnito, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 251 (1999).
[67] J. Scott Russell, Report of 14th Meeting of the British Association for Advancement of Science (York, Sept - ember 1844), pp. 311–390.
[68] C. S. Gardner, J. M. Green, M. D. Kruskal, and R. M. Miura, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1095 (1967); *Commun. Pure Appl. Math.* **27**, 97 (1974).
[69] N. J. Zabusky and M. D. Kruskal, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 240 (1965).
[70] M. J. Ablowitz and P. A. Clarkson, *Solitons, Nonlinear Evolution Equations, and Inverse Scattering* (Cambridge University Press, New York, 1991).
[71] H. Hasegawa and Y. Kodama, *Solitons in Optical Communications* (Oxford University Press, New York, 1995).
[72] Y. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals* (Academic Press, San Diego, CA, 2003).
[73] J. T. Taylor, P. L. Knight, and A. Miller. Eds., *Optical Solitons—Theory and Experiment*, (Cambridge University Press, New York, 2005).
[74] N. N. Akhmediev and A. A. Ankiewicz, Eds., *Dissipative Solitons* (Springer, New York, 2005).
[75] L. F. Mollenauer and J. P. Gordon, *Solitons in Optical Fibers: Fundamental and Applications* (Academic Press, Boston, 2006).
[76] A. Hasegawa and F. Tappert, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 142 (1973).
[77] P. Andrekson, *Laser Focus World* **35** (5), 145 (1999).
[78] V. E. Zakharov and A. B. Shabat, *Sov. Phys. JETP* **34**, 62 (1972).
[79] H. A. Haus and M. N. Islam, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-21**, 1172 (1985).
[80] J. Satsuma and N. Yajima, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **55**, 284 (1974).
[81] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and J. P. Gordon, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1095 (1980).
[82] R. H. Stolen, L. F. Mollenauer, and W. J. Tomlinson, *Opt. Lett.* **8**, 186 (1983).
[83] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, and W. J. Tomlinson, *Opt. Lett.* **8**, 289 (1983).
[84] F. Salin, P. Grangier, G. Roger, and A. Brun, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1132 (1986); *Phys. Rev. Lett.* **6**, 569 (1988).
[85] R. Meinel, *Opt. Commun.* **47**, 343 (1983).
[86] E. M. Dianov, A. M. Prokhorov, and V. N. Serkin, *Sov. Phys. Dokl.* **28**, 1036 (1983).
[87] C. Desem and P. L. Chu, *Opt. Lett.* **11**, 248 (1986).
[88] K. J. Blow and D. Wood, *Opt. Commun.* **58**, 349 (1986).
[89] A. I. Maimistov and Y. M. Sklyarov, *Sov. J. Quantum Electron.* **17**, 500 (1987).
[90] A. S. Gouveia-Neto, A. S. L. Gomes, and J. R. Taylor, *Opt. Commun.* **64**, 383 (1987).
[91] J. P. Gordon, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 91 (1992).
[92] M. W. Chbat, P. R. Prucnal, M. N. Islam, C. E. Soccolich, and J. P. Gordon, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1386 (1993).

[93] L. F. Mollenauer, J. P. Gordon, and P. V. Mamyshev, *Optical Fiber Telecommunications III*, I. P. Kaminow and T. L. Koch, Eds. (Academic Press, San Diego, CA, 1997), Chap. 12.

[94] E. Iannone, F. Matera, A. Mecozzi, and M. Settembre, *Nonlinear Optical Communication Networks* (Wiley, New York, 1998).

[95] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, 3rd ed. (Wiley, New York, 2002).

[96] A. Hasegawa and F. Tappert, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 171 (1973).

[97] V. E. Zakharov and A. B. Shabat, *Sov. Phys. JETP* **37**, 823 (1973).

[98] P. Emplit, J. P. Hamaide, F. Reynaud, C. Froehly, and A. Barthelemy, *Opt. Commun.* **62**, 374 (1987).

[99] D. Krökel, N. J. Halas, G. Giuliani, and D. Grischkowsky, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 29 (1988).

[100] A. M. Weiner, J. P. Heritage, R. J. Hawkins, R. N. Thurston, E. M. Krischner, D. E. Leaird, and W. J. Tomlinson, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2445 (1988).

[101] W. J. Tomlinson, R. J. Hawkins, A. M. Weiner, J. P. Heritage, and R. N. Thurston, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 329 (1989).

[102] W. Zhao and E. Bourkoff, *Opt. Lett.* **14**, 703 (1989); *Opt. Lett.* **14**, 808 (1989).

[103] R. N. Thurston and A. M. Weiner, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 471 (1991).

[104] W. Zhao and E. Bourkoff, *Opt. Lett.* **15**, 405 (1990); *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 1134 (1992).

[105] J. E. Rothenberg and H. K. Heinrich, *Opt. Lett.* **17**, 261 (1992).

[106] P. Emplit, M. Haelterman, and J. P. Hamaide, *Opt. Lett.* **18**, 1047 (1993).

[107] D. J. Richardson, R. P. Chamberlain, L. Dong, and D. N. Payne, *Electron. Lett.* **30**, 1326 (1994).

[108] O. G. Okhotnikov and F. M. Araujo, *Electron. Lett.* **31**, 2187 (1995).

[109] M. Nakazawa and K. Suzuki, *Electron. Lett.* **31**, 1084 (1995).

[110] M. Nakazawa and K. Suzuki, *Electron. Lett.* **31**, 1076 (1995).

[111] A. K. Atieh, P. Myslinski, J. Chrostowski, and P. Galko, *Opt. Commun.* **133**, 541 (1997).

[112] P. Emplit, M. Haelterman, R. Kashyap, and M. DeLathouwer, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9**, 1122 (1997).

[113] R. Leners, P. Emplit, D. Foursa, M. Haelterman, and R. Kashyap, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2339 (1997).

[114] Y. S. Kivshar and B. Luther-Davies, *Phys. Rep.* **298**, 81 (1998).

[115] N. J. Smith, N. J. Doran, W. Forysiak, and F. M. Knox, *J. Lightwave Technol.* **15**, 1808 (1997).

[116] L. F. Mollenauer and P. V. Mamyshev, *IEEE J. Quantum Electron.* **34**, 2089 (1998).

[117] R. M. Mu, C. R. Menyuk, G. M. Carter, and J. M. Jacob, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **6**, 248 (2000).

[118] S. K. Turitsyn, M. P. Fedourk, E. G. Shapiro, V. K. Mezentsev, and E. G. Turitsyna, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **6**, 263 (2000).

[119] M. Suzuki and N. Edagawa, *J. Lightwave Technol.* **21**, 916 (2003).

[120] E. Poutrina and G. P. Agrawal, *J. Lightwave Technol.* **20**, 790 (2002); *J. Lightwave Technol.* **21**, 990 (2003).

[121] A. Del Duce, R. I Killey, and P. Bayvel, *J. Lightwave Technol.* **22**, 1263 (2004).

[122] A. E. Kaplan, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1291 (1985); *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-21**, 1538 (1985).

[123] R. H. Enns and S. S. Rangnekar, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 1199 (1987); *Phys. Rev. A* **43**, 4047, (1991); *Phys. Rev. A* **44**, 3373 (1991).

[124] R. H. Enns, S. S. Rangnekar, and A. E. Kaplan, *Phys. Rev. A* **35**, 446 (1987); *Phys. Rev. A* **36**, 1270 (1987).

[125] S. Gatz and J. Hermann, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 2296 (1991); *Opt. Lett.* **17**, 484 (1992).

[126] W. Krolikowski and B. Luther-Davies, *Opt. Lett.* **17**, 1414 (1992).

[127] C. Deangelis, *IEEE J. Quantum Electron.* **30**, 818 (1994).

[128] A. Kumar, *Phys. Rev. E* **58**, 5021 (1998).

[129] A. Hasegawa and Y. Kodama, *Proc. IEEE* **69**, 1145 (1981); *Opt. Lett.* **7**, 285 (1982).

[130] Y. Kodama and A. Hasegawa, *Opt. Lett.* **7**, 339 (1982); *Opt. Lett.* **8**, 342 (1983).

[131] A. Hasegawa, *Opt. Lett.* **8**, 650 (1983); *Appl. Opt.* **23**, 3302 (1984).

[132] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and M. N. Islam, *Opt. Lett.* **10**, 229 (1985).

[133] L. F. Mollenauer, J. P. Gordon, and M. N. Islam, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-22**, 157 (1986).

[134] L. F. Mollenauer and K. Smith, *Opt. Lett.* **13**, 675 (1988).

[135] M. Nakazawa, Y. Kimura, and K. Suzuki, *Electron. Lett.* **25**, 199 (1989).

[136] M. Nakazawa, K. Suzuki, and Y. Kimura, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **2**, 216 (1990).

[137] V. I. Karpman and E. M. Maslov, *Sov. Phys. JETP* **46**, 281 (1977).

[138] D. J. Kaup and A. C. Newell, *Proc. R. Soc. London*, Ser. A **361**, 413 (1978).

[139] V. I. Karpman, *Sov. Phys. JETP* **50**, 58 (1979); *Physica Scripta* **20**, 462 (1979).
[140] Y. S. Kivshar and B. A. Malomed, *Rev. Mod. Phys.* **61**, 761 (1989).
[141] H. Haus, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 1122 (1991).
[142] C. R. Menyuk, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1585 (1993).
[143] T. Georges and F. Favre, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1880 (1993).
[144] T. Georges, *Opt. Fiber Technol.* **1**, 97 (1995).
[145] A. Bonderson, M. Lisak, and D. Anderson, *Physica Scripta* **20**, 479 (1979).
[146] D. Anderson and M. Lisak, *Phys. Rev. A* **27**, 1393 (1983).
[147] K. J. Blow and N. J. Doran, *Opt. Commun.* **52**, 367 (1985).
[148] D. Anderson and M. Lisak, *Opt. Lett.* **10**, 390 (1985).
[149] K. Tajima, *Opt. Lett.* **12**, 54 (1987).
[150] V. A. Bogatyrjov, M. M. Bubnov, E. M. Dianov, and A. A. Sysoliatin, *Pure Appl. Opt.* **4**, 345 (1995).
[151] D. J. Richardson, R. P. Chamberlin, L. Dong, and D. N. Payne, *Electron. Lett.* **31**, 1681 (1995).
[152] A. Hasegawa and Y. Kodama, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 161 (1991).
[153] J. P. Gordon and H. A. Haus, *Opt. Lett.* **11**, 665 (1986).
[154] V. I. Karpman and V. V. Solov'ev, *Physica* **3D**, 487 (1981).
[155] J. P. Gordon, *Opt. Lett.* **8**, 596 (1983).
[156] K. J. Blow and N. J. Doran, *Electron. Lett.* **19**, 429 (1983).
[157] B. Hermansson and D. Yevick, *Electron. Lett.* **19**, 570 (1983).
[158] P. L. Chu and C. Desem, *Electron. Lett.* **19**, 956 (1983); *Electron. Lett.* **21**, 228 (1985).
[159] D. Anderson and M. Lisak, *Phys. Rev. A* **32**, 2270 (1985); *Opt. Lett.* **11**, 174 (1986).
[160] E. M. Dianov, Z. S. Nikonova, and V. N. Serkin, *Sov. J. Quantum Electron.* **16**, 1148 (1986).
[161] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, *Opt. Lett.* **12**, 355 (1987).
[162] C. Desem and P. L. Chu, *Opt. Lett.* **12**, 349 (1987); *Electron. Lett.* **23**, 260 (1987).
[163] C. Desem and P. L. Chu, *IEE Proc.* **134**, Pt. J, 145 (1987).
[164] Y. Kodama and K. Nozaki, *Opt. Lett.* **12**, 1038 (1987).
[165] V. V. Afanasjev, *Opt. Lett.* **18**, 790 (193).
[166] A. N. Pinto, G. P. Agrawal, and J. F. da Rocha, *J. Lightwave Technol.* **18**, 515 (1998).
[167] J. Santhanam and G. P. Agrawal, *Opt. Commun.* **222**, 413 (2003).
[168] G. P. Agrawal and M. J. Potasek, *Phys. Rev. A* **33**, 1765 (1986).
[169] G. R. Boyer and X. F. Carlotti, *Opt. Commun.* **60**, 18 (1986).
[170] P. K. Wai, C. R. Menyuk, H. H. Chen, and Y. C. Lee, *Opt. Lett.* **12**, 628 (1987); *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 373 (1988).
[171] M. Desaix, D. Anderson, and M. Lisak, *Opt. Lett.* **15**, 18 (1990).
[172] V. K. Mezentsev and S. K. Turitsyn, *Sov. Lightwave Commun.* **1**, 263 (1991).
[173] Y. S. Kivshar, *Phys. Rev. A* **43**, 1677 (1981); *Opt. Lett.* **16**, 892 (1991).
[174] V. I. Karpman, *Phys. Rev. E* **47**, 2073 (1993); *Phys. Lett. A* **181**, 211 (1993).
[175] Y. Kodama, M. Romagnoli, S. Wabnitz and M. Midrio, *Opt. Lett.* **19**, 165 (1994).
[176] T. I. Lakoba and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 1332 (1999).
[177] A. Peleg and Y. Chung, *J. Phys. A* **26**, 10029 (2003).
[178] M. Karlsson and A. Höök, *Opt. Commun.* **104**, 303 (1994).
[179] N. Tzoar and M. Jain, *Phys. Rev. A* **23**, 1266 (1981).
[180] E. A. Golovchenko, E. M. Dianov, A. M. Prokhorov, and V. N. Serkin, *JETP Lett.* **42**, 87 (1985); *Sov. Phys. Dokl.* **31**, 494 (1986).
[181] K. Ohkuma, Y. H. Ichikawa, and Y. Abe, *Opt. Lett.* **12**, 516 (1987).
[182] A. M. Kamchatnov, S. A. Darmanyan, and F. Lederer, *Phys. Lett. A* **245**, 259 (1998).
[183] W. P. Zhong and H. J. Luo, *Chinese Phys. Lett.* **17**, 577 (2000).
[184] E. Mjolhus, *J. Plasma Phys.* **16**, 321 (1976); **19** 437 (1978).
[185] K. Mio, T. Ogino, K. Minami, and S. Takeda, *J. Phys. Soc. Jpn.* **41**, 265 (1976).
[186] M. Wadati, K. Konno, and Y. H. Ichikawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **46**, 1965 (1979).
[187] Y. H. Ichikawa, K. Konno, M. Wadati, and H. Sanuki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **48**, 279 (1980).

[188] E. M. Dianov, A. Y. Karasik, P. V. Mamyshev, A. M. Prokhorov, V. N. Serkin, M. F. Stel'makh, and A. A. Fomichev, *JETP Lett.* **41**, 294 (1985).
[189] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, *Opt. Lett.* **11**, 659 (1986).
[190] J. P. Gordon, *Opt. Lett.* **11**, 662 (1986).
[191] Y. Kodama and A. Hasegawa, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 510 (1987).
[192] B. Zysset, P. Beaud, and W. Hodel, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1027 (1987).
[193] V. A. Vysloukh and T. A. Matveeva, *Sov. J. Quantum Electron.* **17**, 498 (1987).
[194] V. N. Serkin, *Sov. Tech. Phys. Lett.* **13**, 320 (1987); *Sov. Tech. Phys. Lett.* **13**, 366 (1987).
[195] A. B. Grudinin, E. M. Dianov, D. V. Korobkin, A. M. Prokhorov, V. N. Serkin, and D. V. Khaidarov, *JETP Lett.* **46**, 221 (1987).
[196] A. S. Gouveia-Neto, A. S. L. Gomes, and J. R. Taylor, *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 332 (1988).
[197] K. Tai, A. Hasegawa, and N. Bekki, *Opt. Lett.* **13**, 392 (1988).
[198] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, and H. A. Haus, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1159 (1989).
[199] K. J. Blow and D. Wood, *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 2665 (1989).
[200] V. V. Afansasyev, V. A. Vysloukh, and V. N. Serkin, *Opt. Lett.* **15**, 489 (1990).
[201] P. V. Mamyshev and S. V. Chernikov, *Opt. Lett.* **15**, 1076 (1990).
[202] B. J. Hong and C. C. Yang, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 1114 (1991).
[203] P. V. Mamyshev and S. V. Chernikov, *Sov. Lightwave Commun.* **2**, 97 (1992).
[204] R. H. Stolen and W. J. Tomlinson, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 565 (1992).
[205] K. Kurokawa, H. Kubota, and M. Nakazawa, *Electron. Lett.* **28**, 2050 (1992).
[206] G. P. Agrawal and C. Headley III, *Phys. Rev. A* **46**, 1573 (1992).
[207] Y. S. Kivshar and B. A. Malomed, *Opt. Lett.* **18**, 485 (1993).
[208] V. N. Serkin, V. A. Vysloukh, and J. R. Taylor, *Electron. Lett.* **29**, 12 (1993).
[209] S. Liu and W. Wang, *Opt. Lett.* **18**, 1911 (1993).
[210] N. Nishizawa and T. Goto, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 325 (1999); *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **7**, 518 (2001).
[211] M. E. Fermann, A. Galvanauskas, M. L. Stock, K. K. Wong, D. Harter, and L. Goldberg, *Opt. Lett.* **24**, 1428 (1999).
[212] X. Liu, C. Xu, W. H. Knox, J. K. Chandalia, B. J. Eggleton, S. G. Kosinski, and R. S. Windeler, *Opt. Lett.* **26**, 358 (2001).
[213] R. Washburn, S. E. Ralph, P. A. Lacourt, J. M. Dudley, W. T. Rhodes, R. S. Windeler, and S. Coen, *Electron. Lett.* **37**, 1510 (2001).
[214] K. S. Abedin and F. Kubota, *Opt. Lett.* **28**, 1760 (2003); *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **10**, 1203 (2004).
[215] P. Beaud, W. Hodel, B. Zysset, and H. P. Weber, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 1938 (1987).
[216] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, Y. C. Lee, and H. H. Chen, *Opt. Lett.* **11**, 464 (1986).
[217] O. Noylender, D. Abraham, and G. Eisenstein, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2904 (1997).
[218] M. Trippenbach and Y. B. Band, *Phys. Rev. A* **57**, 4791 (1998).
[219] S. Hood, *J. Phys. A* **31**, 9715 (1998).
[220] J. Jasinski, *Opt. Commun.* **172**, 325 (1999).
[221] K. T. Chan and W. H. Cao, *Opt. Commun.* **184**, 463 (2000).
[222] P. Tchofo Dinda, A. B. Moubissi, and K. Nakkeeran, *Phys. Rev. E* **64**, 016608 (2001).
[223] J. Santhanam and G. P. Agrawal, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **8**, 632 (2002).
[224] D. N. Christodoulides and R. I. Joseph, *Appl. Phys. Lett.* **47**, 76 (1985).
[225] L. Gagnon, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 1477 (1989).
[226] A. B. Grudinin, V. N. Men'shov, and T. N. Fursa, *Sov. Phys. JETP* **70**, 249 (1990).
[227] L. Gagnon and P. A. Bélanger, *Opt. Lett.* **9**, 466 (1990).
[228] M. J. Potasek and M. Tabor, *Phys. Lett. A* **154**, 449 (1991).
[229] M. Florjanczyk and L. Gagnon, *Phys. Rev. A* **41**, 4478 (1990); *Phys. Rev. A* **45**, 6881 (1992).
[230] M. J. Potasek, *J. Appl. Phys.* **65**, 941 (1989); *IEEE J. Quantum Electron.* **29**, 281 (1993).
[231] S. Liu and W. Wang, *Phys. Rev. E* **49**, 5726 (1994).
[232] D. J. Frantzeskakis, K. Hizanidis, G. S. Tombrasand, and I. Belia, *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 183(1995).
[233] K. Porsezian and K. Nakkeeran, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3955 (1996).

[234] G. J. Dong and Z. Z. Liu, *Opt. Commun.* **128**, 8 (1996).
[235] M. Gedalin, T. C. Scott, and Y. B. Band, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 448 (1997).
[236] D. Mihalache, N. Truta, and L. C. Crasovan, *Phys. Rev. E* **56**, 1064 (1997).
[237] S. L. Palacios, A. Guinea, J. M. Fernandez-Diaz, and R. D. Crespo, *Phys. Rev. E* **60**, R45 (1999).
[238] C. E. Zaspel, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 723 (1999).
[239] Z. Li, L. Li, H. Tian, and G. Zhou, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4096 (2000).
[240] T. Brabec and F. Krausz, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3282 (1997).
[241] J. K. Ranka and A. L. Gaeta, *Opt. Lett.* **23**, 534 (1998).
[242] A. V. Husakou and J. Herrmann, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2171 (2002).
[243] S. Nakamura, N. Takasawa, and Y. Koyamada, *J. Lightwave Technol.* **23**, 855 (2005).

第6章 偏振效应

正如2.3节所讨论的，在推导非线性薛定谔方程(nonlinear schrödinger, NLS)时，一个主要简化是假设入射光在光纤内传输时其偏振态保持不变，但事实并非如此。这一章将集中讨论偏振效应，考虑由于交叉相位调制(XPM)这种非线性效应感应的光场两正交偏振分量之间的耦合。XPM常伴有自相位调制(self-phase modulation, SPM)，它也可以发生在两个不同波长的光场之间，这种包含不同波长的非简并情形将在第7章中讨论。

6.1节　首先讨论非线性双折射的起因，然后推导描述光场中两个正交偏振分量演化的耦合NLS方程。

6.2节　介绍XPM感应的非线性双折射的几个实际应用。

6.3节　介绍非线性偏振态的变化和偏振不稳定性。

6.4节　讨论发生在双折射光纤中的矢量调制不稳定性，并与5.1节中讨论的标量情形进行比较。即使在双折射光纤的正常色散区也可以发生矢量调制不稳定性。

6.5节　讨论双折射对孤子的影响。

6.6节　重点讨论光纤中沿光纤随机变化的双折射引起的偏振模色散(polarization-mode dispersion, PMD)及其对光波系统的意义。

6.1 非线性双折射

在2.2节中已经提到，所谓的单模光纤，实际上也并非真正意义上的单模，因为它能支持具有相同空间分布的两个正交偏振模。在理想光纤中(光纤在整个长度上保持严格的圆柱对称性)，这两个模式是简并的，或者说它们的有效折射率 n_x 和 n_y 相等。实际上，由于沿光纤长度方向存在纤芯形状的意外改变和各向异性应力，所有光纤均表现出一定程度的模式双折射(即 $n_x \neq n_y$)。而且，模式双折射度 $B_m = |n_x - n_y|$ 及 x 轴和 y 轴的取向，在大约10 m长度上就会随机改变，除非采取特殊的预防措施。

在保偏光纤中，施加的固有双折射要比由于应力和纤芯形状变化引起的随机双折射大得多，结果保偏光纤在整个长度上其双折射几乎是常数，这种双折射称为线性双折射。当光纤中的非线性效应变得重要时，足够强的光场能引起非线性双折射，其大小与光场强度有关。这种自感应偏振效应最早于1964年在块状非线性介质中观察到[1]，从此人们对此进行了广泛研究[2~10]。本节将在假定模式双折射为常数的条件下，讨论非线性双折射的起源，并介绍研究偏振效应所用的数学工具，线性双折射沿长度方向随机变化的光纤将在6.6节中介绍。

6.1.1 非线性双折射的起源

具有恒定模式双折射的光纤有两个主轴，若光沿这两个主轴方向入射，光纤能保持其线偏振态。根据偏振光沿这两个主轴方向传输速度的不同，可分别称之为慢轴和快轴，假定 $n_x > n_y$，

n_x 和 n_y 分别是沿慢轴和快轴的模折射率。当入射的低功率连续光的偏振方向与慢(或快)轴成一角度时,其偏振态沿光纤从线偏振到椭圆偏振再到圆偏振,然后在称为拍长(beat length)的长度上以周期性的方式回到线偏振态(见图 1.9)。拍长定义为 $L_B = \lambda / B_m$,对于 B_m 约为 10^{-4}的高双折射光纤,其偏振拍长约为 1 cm;而对于 B_m 约为 10^{-6}的低双折射光纤,其偏振拍长约为 1 m。

假设电磁场的纵向(或者说轴向)分量 E_z 很小,与横向分量相比可以忽略,则任意偏振的光波的电场可以写为

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)=\frac{1}{2}(\hat{x}E_x+\hat{y}E_y)\exp(-i\omega_0 t)+\text{c.c.} \tag{6.1.1}$$

式中,E_x 和 E_y 是载频为 ω_0 的光场的两偏振分量的复振幅。

将式(6.1.1)代入式(2.3.6),可以得到感应极化的非线性部分① $\boldsymbol{P}_{\text{NL}}$。一般而言,三阶极化率是含 81 个元素的四阶张量,对于各向同性介质(如石英玻璃),仅有三个元素是相互独立的,三阶极化率可以写成下面的形式[10]:

$$\chi_{ijkl}^{(3)}=\chi_{xxyy}^{(3)}\delta_{ij}\delta_{kl}+\chi_{xyxy}^{(3)}\delta_{ik}\delta_{jl}+\chi_{xyyx}^{(3)}\delta_{il}\delta_{jk} \tag{6.1.2}$$

式中,δ_{ij}是克罗内克(Kronecker)δ 函数,定义为 $\delta_{ij}=1$(若 $i=j$)或 $\delta_{ij}=0$(若 $i\neq j$)。将这一结果代入式(2.3.6),$\boldsymbol{P}_{\text{NL}}$可写成

$$\boldsymbol{P}_{\text{NL}}(\boldsymbol{r},t)=\frac{1}{2}(\hat{x}P_x+\hat{y}P_y)\exp(-i\omega_0 t)+\text{c.c.} \tag{6.1.3}$$

P_x 和 P_y 由下式给出:

$$P_i=\frac{3\varepsilon_0}{4}\sum_j\left(\chi_{xxyy}^{(3)}E_iE_jE_j^*+\chi_{xyxy}^{(3)}E_jE_iE_j^*+\chi_{xyyx}^{(3)}E_jE_jE_i^*\right) \tag{6.1.4}$$

式中,i 和 j 都可以取值为 x 或 y。由各向同性介质的旋转对称性,可以得到以下关系式[10]:

$$\chi_{xxxx}^{(3)}=\chi_{xxyy}^{(3)}+\chi_{xyxy}^{(3)}+\chi_{xyyx}^{(3)} \tag{6.1.5}$$

式中,$\chi_{xxxx}^{(3)}$是在 2.3 节的标量理论中出现的张量元,将其用于式(2.3.13)可定义非线性折射率系数 n_2。

式(6.1.5)中的三个分量的相对大小取决于对 $\chi^{(3)}$有贡献的物理机制。在石英光纤中,最主要的是电子贡献[4],且这三个分量几乎具有相同的大小。如果假定它们完全相等,则式(6.1.4)中的极化分量 P_x 和 P_y 可采用下面的形式:

$$P_x=\frac{3\varepsilon_0}{4}\chi_{xxxx}^{(3)}\left[\left(|E_x|^2+\frac{2}{3}|E_y|^2\right)E_x+\frac{1}{3}(E_x^*E_y)E_y\right] \tag{6.1.6}$$

$$P_y=\frac{3\varepsilon_0}{4}\chi_{xxxx}^{(3)}\left[\left(|E_y|^2+\frac{2}{3}|E_x|^2\right)E_y+\frac{1}{3}(E_y^*E_x)E_x\right] \tag{6.1.7}$$

式(6.1.6)和式(6.1.7)中的最后一项引起简并四波混频,其重要性将在后面讨论。

非线性分量 Δn_x 对折射率的贡献由式(6.1.6)中正比于 E_x 的项决定,记 $P_j=\varepsilon_0\varepsilon_j^{\text{NL}}E_j$,并有

$$\varepsilon_j=\varepsilon_j^{\text{L}}+\varepsilon_j^{\text{NL}}=(n_j^{\text{L}}+\Delta n_j)^2 \tag{6.1.8}$$

式中,$n_j^{\text{L}}(j=x,y)$是折射率的线性部分,非线性贡献 Δn_x 和 Δn_y 为

① 电磁场感应的电介质的极化不能与该电磁场的偏振态混为一谈。"Polarization"这一术语确实容易引起误解,但由于历史原因,仍为大家所接受。

$$\Delta n_x = n_2\left(|E_x|^2+\frac{2}{3}|E_y|^2\right),\qquad \Delta n_y = n_2\left(|E_y|^2+\frac{2}{3}|E_x|^2\right) \tag{6.1.9}$$

式中,n_2 是式(2.3.13)中定义的非线性折射率系数。上式右边两项的物理意义是显而易见的:第一项产生自相位调制;第二项产生交叉相位调制,因为某一偏振分量获得的相移与另一个偏振分量的强度有关,这一项的出现导致光场的两个分量 E_x 和 E_y 之间发生了非线性耦合。非线性贡献 Δn_x 和 Δn_y 一般是不相等的,产生的非线性双折射的大小与入射光的强度和偏振态有关。对于连续波在光纤中传输的情形,非线性双折射表现为偏振椭圆的旋转[1],这种现象称为非线性偏振旋转(nonlinear polarization rotation)。

6.1.2 耦合模方程

按照 2.3 节中的方法,可以得到描述两偏振分量沿光纤演化的传输方程。假定非线性效应对光纤模式无显著影响,E_x 和 E_y 的横向依赖关系可以通过分离变量看出,把电场写成

$$E_j(\boldsymbol{r},t) = F(x,y)A_j(z,t)\exp(i\beta_{0j}z) \tag{6.1.10}$$

式中,$F(x,y)$是光纤所支持的单模的空间分布,$A_j(z,t)$是慢变振幅,$\beta_{0j}(j=x,y)$是相应的传输常数。按类似于式(2.3.23)的方法,将与频率有关的传输常数展开,可将色散的影响包括在内。慢变振幅 A_x 和 A_y 满足下面的耦合模方程:

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_x}{\partial z}+\beta_{1x}\frac{\partial A_x}{\partial t}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2}+\frac{\alpha}{2}A_x =\\ i\gamma\left(|A_x|^2+\frac{2}{3}|A_y|^2\right)A_x+\frac{i\gamma}{3}A_x^*A_y^2\exp(-2i\Delta\beta z)\end{aligned} \tag{6.1.11}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_y}{\partial z}+\beta_{1y}\frac{\partial A_y}{\partial t}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2}+\frac{\alpha}{2}A_y =\\ i\gamma\left(|A_y|^2+\frac{2}{3}|A_x|^2\right)A_y+\frac{i\gamma}{3}A_y^*A_x^2\exp(2i\Delta\beta z)\end{aligned} \tag{6.1.12}$$

式中,

$$\Delta\beta = \beta_{0x}-\beta_{0y} = (2\pi/\lambda)B_m = 2\pi/L_B \tag{6.1.13}$$

与光纤的线性双折射(模式双折射)有关。一般而言,由于 $\beta_{1x}\neq\beta_{1y}$,因此线性双折射导致两偏振分量具有不同的群速度。相反,对于具有同样波长 λ 的两个偏振分量,参量 β_2 和 γ 的值相同。

方程(6.1.11)和方程(6.1.12)中的最后一项与两偏振分量之间的相干耦合有关,并导致简并四波混频,它对偏振演化过程的重要性取决于相位匹配条件满足的程度(见第 10 章)。若光纤长度 $L\gg L_B$,则方程(6.1.11)和方程(6.1.12)中的最后一项经常改变符号,其平均贡献为零。基于此原因,在高双折射光纤中(L_B 约为 1 cm),四波混频项可以忽略。相反,在低双折射光纤中,尤其是短光纤中,必须保留这一项。在那种情形下,用下面定义的圆偏振分量重写方程(6.1.11)和方程(6.1.12),往往很方便:

$$A_+ = (\bar{A}_x+i\bar{A}_y)/\sqrt{2}\qquad A_- = (\bar{A}_x-i\bar{A}_y)/\sqrt{2} \tag{6.1.14}$$

式中,$\bar{A}_x = A_x\exp(i\Delta\beta z/2)$,$\bar{A}_y = A_y\exp(-i\Delta\beta z/2)$,$A_+$ 和 A_- 分别表示右旋和左旋圆偏振态(常记为 σ_+ 和 σ_-),这样可以将方程(6.1.11)和方程(6.1.12)简化为

$$\frac{\partial A_+}{\partial z}+\beta_1\frac{\partial A_+}{\partial t}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_+}{\partial t^2}+\frac{\alpha}{2}A_+ = \frac{i\Delta\beta}{2}A_-+\frac{2i\gamma}{3}\left(|A_+|^2+2|A_-|^2\right)A_+ \tag{6.1.15}$$

$$\frac{\partial A_-}{\partial z}+\beta_1\frac{\partial A_-}{\partial t}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_-}{\partial t^2}+\frac{\alpha}{2}A_-=\frac{i\Delta\beta}{2}A_++\frac{2i\gamma}{3}\left(|A_-|^2+2|A_+|^2\right)A_- \tag{6.1.16}$$

这里假定对于低双折射光纤有 $\beta_{1x}\approx\beta_{1y}\approx\beta_1$。注意,方程(6.1.11)和方程(6.1.12)中出现的四波混频项已被包含 $\Delta\beta$ 的线性耦合项代替。与此同时,当用圆偏振分量描述波传输时,XPM 的相对强度从 2/3 变到 2。

6.1.3 椭圆双折射光纤

在推导方程(6.1.11)和方程(6.1.12)时,假定光纤是线性双折射的,即光纤具有两个主轴,在不考虑非线性效应时,线偏振光沿这两个主轴传输能保持其偏振态不变。尽管这是对于保偏光纤的理想情况,但通过在拉制过程中旋转光纤预制棒,可以制造出椭圆双折射光纤(elliptically birefringent fiber)[11]。

对于椭圆双折射光纤,耦合模方程有较大改动,处理方法是将式(6.1.1)用下式代替:

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)=\tfrac{1}{2}(\hat{e}_xE_x+\hat{e}_yE_y)\exp(-i\omega_0 t)+\text{c.c.} \tag{6.1.17}$$

式中,$\hat{e}_x$ 和 $\hat{e}_y$ 是正交偏振本征矢,与前面用的单位矢量 $\hat{x}$ 和 $\hat{y}$ 的关系为[12]

$$\hat{e}_x=\frac{\hat{x}+ir\hat{y}}{\sqrt{1+r^2}}\qquad \hat{e}_y=\frac{r\hat{x}-i\hat{y}}{\sqrt{1+r^2}} \tag{6.1.18}$$

参量 r 表示通过旋转预制棒引入的椭圆率。通常还要引入椭圆角 θ,二者之间的关系为 $r=\tan(\theta/2)$,θ 为 0 和 $\pi/2$ 时分别对应线性双折射光纤和圆双折射光纤。

按照与前面描述线性双折射光纤类似的过程,发现椭圆双折射光纤中的慢变振幅 A_x 和 A_y 满足下面的耦合模方程[12]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_x}{\partial z}+\beta_{1x}\frac{\partial A_x}{\partial t}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2}+\frac{\alpha}{2}A_x=&\,i\gamma[(|A_x|^2+B|A_y|^2)A_x+CA_x^*A_y^2\mathrm{e}^{-2i\Delta\beta z}]+\\&\,i\gamma D[A_y^*A_x^2\mathrm{e}^{i\Delta\beta z}+(|A_y|^2+2|A_x|^2)A_y\mathrm{e}^{-i\Delta\beta z}]\end{aligned} \tag{6.1.19}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_y}{\partial z}+\beta_{1y}\frac{\partial A_y}{\partial t}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2}+\frac{\alpha}{2}A_y=&\,i\gamma[(|A_y|^2+B|A_x|^2)A_y+CA_y^*A_x^2\mathrm{e}^{2i\Delta\beta z}]+\\&\,i\gamma D[A_x^*A_y^2\mathrm{e}^{-i\Delta\beta z}+(|A_x|^2+2|A_y|^2)A_x\mathrm{e}^{i\Delta\beta z}]\end{aligned} \tag{6.1.20}$$

式中,参量 B,C 和 D 与椭圆角的关系为

$$B=\frac{2+2\sin^2\theta}{2+\cos^2\theta}\qquad C=\frac{\cos^2\theta}{2+\cos^2\theta}\qquad D=\frac{\sin\theta\cos\theta}{2+\cos^2\theta} \tag{6.1.21}$$

对于线性双折射光纤($\theta=0$),$B=\frac{2}{3}$,$C=\frac{1}{3}$,$D=0$,方程(6.1.19)和方程(6.1.20)分别简化为方程(6.1.11)和方程(6.1.12)。

对于高双折射光纤,方程(6.1.19)和方程(6.1.20)可大大简化。这种光纤的拍长 L_B 比典型的传输距离小得多,结果方程(6.1.19)和方程(6.1.20)中最后三项的指数因子剧烈振荡,平均起来对脉冲演化过程的影响较小。若将这三项忽略不计,则光脉冲在椭圆双折射光纤中的传输可以用下面一组耦合模方程描述:

$$\frac{\partial A_x}{\partial z}+\beta_{1x}\frac{\partial A_x}{\partial t}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2}+\frac{\alpha}{2}A_x=i\gamma(|A_x|^2+B|A_y|^2)A_x \tag{6.1.22}$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z}+\beta_{1y}\frac{\partial A_y}{\partial t}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2}+\frac{\alpha}{2}A_y=i\gamma(|A_y|^2+B|A_x|^2)A_y \tag{6.1.23}$$

这两个方程将2.3节中推导的未考虑偏振影响的标量NLS方程[见方程(2.3.28)]推广到矢量情形,称其为耦合NLS方程。耦合参量B取决于椭圆角θ[见式(6.1.21)],当θ在区间$[0,\pi/2]$取值时,B从$\frac{2}{3}$变化到2。对于线性双折射光纤($\theta=0$),$B=\frac{2}{3}$,而对于圆双折射光纤($\theta=\pi/2$),$B=2$。还要注意,当$\theta\approx35°$时$B=1$,这种情形相当重要,因为仅当$B=1$和$\alpha=0$时,方程(6.1.22)和方程(6.1.23)才可以用逆散射法求解,后面将讨论这一点。

6.2 非线性相移

正如在6.1节中看到的,一个光波的两个正交偏振分量之间的非线性耦合以不同大小改变了两个分量的折射率,结果双折射光纤中的非线性效应是偏振相关的。本节将利用在高双折射光纤条件下得到的耦合NLS方程,来研究XPM感应的非线性相移及其应用。

6.2.1 无色散交叉相位调制

研究超短脉冲在双折射光纤中的传输时,需要对方程(6.1.22)和方程(6.1.23)数值求解。在连续波辐射情形下,以上两方程可以解析求解。连续波解也适用于光纤长度L远小于色散长度$L_D=T_0^2/|\beta_2|$和走离长度$L_W=T_0/|\Delta\beta|$的脉冲,其中T_0是脉宽。这种情形适用于脉宽短至100 ps的脉冲,并且含有丰富的物理内涵,因此首先考虑这种情形。

忽略方程(6.1.22)和方程(6.1.23)中的时间导数项,可以得到下面两个更简单的方程:

$$\frac{\mathrm{d}A_x}{\mathrm{d}z}+\frac{\alpha}{2}A_x=i\gamma(|A_x|^2+B|A_y|^2)A_x \tag{6.2.1}$$

$$\frac{\mathrm{d}A_y}{\mathrm{d}z}+\frac{\alpha}{2}A_y=i\gamma(|A_y|^2+B|A_x|^2)A_y \tag{6.2.2}$$

这两个方程描述了双折射光纤中的无色散交叉相位调制(XPM)效应,并将4.1节中的关于自相位调制(SPM)的标量理论推广到矢量情形。利用

$$A_x=\sqrt{P_x}\,\mathrm{e}^{-\alpha z/2}\mathrm{e}^{i\phi_x} \qquad A_y=\sqrt{P_y}\,\mathrm{e}^{-\alpha z/2}\mathrm{e}^{i\phi_y} \tag{6.2.3}$$

可对方程(6.2.1)和方程(6.2.2)求解。式中,P_x和P_y,ϕ_x和ϕ_y分别是两偏振分量的功率和相位。很容易得出P_x和P_y不随z变化的结论,但相位ϕ_x和ϕ_y确实随z变化,其演化方程为

$$\frac{\mathrm{d}\phi_x}{\mathrm{d}z}=\gamma\mathrm{e}^{-\alpha z}(P_x+BP_y) \qquad \frac{\mathrm{d}\phi_y}{\mathrm{d}z}=\gamma\mathrm{e}^{-\alpha z}(P_y+BP_x) \tag{6.2.4}$$

由于P_x和P_y是常量,易得相位方程的解为

$$\phi_x=\gamma(P_x+BP_y)L_{\mathrm{eff}} \qquad \phi_y=\gamma(P_y+BP_x)L_{\mathrm{eff}} \tag{6.2.5}$$

式中,有效光纤长度$L_{\mathrm{eff}}=[1-\exp(-\alpha L)]/\alpha$,与SPM情形下的定义方式相同[见式(4.1.6)]。

式(6.2.5)清楚表明,两个偏振分量都产生了非线性相移,其大小是SPM和XPM的贡献之和。实际上,真正感兴趣的量是下式给出的相对相移:

$$\Delta\phi_{\mathrm{NL}}\equiv\phi_x-\phi_y=\gamma L_{\mathrm{eff}}(1-B)(P_x-P_y) \tag{6.2.6}$$

当$B=1$时,相对相移为零,而当$B\neq1$时,若输入光以$P_x\neq P_y$的方式入射,则两偏振分量间就

存在相对非线性相移。例如,考虑 $B=\frac{2}{3}$ 的线性双折射光纤,若功率为 P_0 的连续线偏光与光纤慢轴成 θ 角入射,则 $P_x=P_0\cos^2\theta$, $P_y=P_0\sin^2\theta$,相对相移变为

$$\Delta\phi_{\rm NL}=(\gamma P_0 L_{\rm eff}/3)\cos(2\theta) \tag{6.2.7}$$

下面就讨论与 θ 有关的相移的几个应用。

6.2.2 光克尔效应

在光克尔效应中,用一束强泵浦光感应的非线性相移来改变弱探测光在非线性介质中的传输[4],这种效应可用于制作响应时间为皮秒量级的光闸[6]。1973 年首次在光纤中观察到此效应[13],从此引起人们的极大关注[14~25]。

克尔光闸的工作原理可参考图 6.1 来理解。在光纤输入端,泵浦和探测光都是线偏振光,偏振方向的夹角为 45°。在没有泵浦光的情况下,光纤输出端的正交检偏器将阻止探测光透过;有泵浦光时,由于泵浦光感应的双折射,使探测光的平行和垂直分量(相对于泵浦光偏振方向)的折射率发生轻微的变化,在光纤输出端两分量的相位差表现为探测光偏振态的改变,部分探测光将透过检偏器。探测光的透射率与泵浦光强有关,并且可通过简单地改变泵浦光强来控制它,特别是仅当波长等于泵浦波长的脉冲通过光纤时才可以打开克尔光闸。由于可以通过波长不同的泵浦光对某一波长的探测光输出进行调制,所以这种器件也可称为克尔调制器,它在需要全光开关的光纤网络中有潜在的应用。

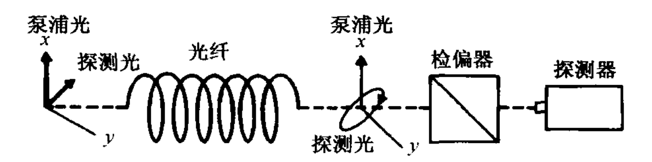


图 6.1　克尔光闸示意图,在光纤的输入端泵浦光和探测光是线偏振光并且夹角为45°,当没有泵浦光时,检偏器阻止探测光通过

式(6.2.6)不能用来计算探测光的 x 分量和 y 分量的相位差,因为在克尔光闸内,泵浦光和探测光的波长不同。为此需采用另一种略有不同的方法,并暂且忽略光纤损耗;后面可用 $L_{\rm eff}$ 代替 L 将光纤损耗包括在内。探测光通过长为 L 的光纤后,其 x 和 y 分量之间的相位差为

$$\Delta\phi=(2\pi/\lambda)(\tilde{n}_x-\tilde{n}_y)L \tag{6.2.8}$$

式中,λ 为探测光波长,并且

$$\tilde{n}_x=n_x+\Delta n_x \qquad \tilde{n}_y=n_y+\Delta n_y \tag{6.2.9}$$

正如前面讨论过的,由于模式双折射,折射率的线性部分 n_x 和 n_y 一般不同,而由于泵浦光感应的双折射,折射率的非线性部分 Δn_x 和 Δn_y 也不相同。

考虑泵浦光沿 x 轴线偏振的情形。探测光的 x 分量与泵浦光平行,但二者波长不同,基于这个原因,相应的折射率改变 Δn_x 必须用 7.1 节的理论得到。如果忽略 SPM 的贡献,则有

$$\Delta n_x=2n_2|E_p|^2 \tag{6.2.10}$$

式中,$|E_p|^2$ 是泵浦光强。当泵浦光和探测光正交偏振时,由于它们的波长不同,式(6.1.4)中仅第一项对 Δn_y 有贡献[9]。同样忽略 SPM 项,Δn_y 变成

$$\Delta n_y = 2n_2 b|E_p|^2 \qquad b = \chi^{(3)}_{xxyy}/\chi^{(3)}_{xxxx} \tag{6.2.11}$$

如果 $\chi^{(3)}$ 的起因是纯电子的,则 $b=\frac{1}{3}$。联立式(6.2.8)至式(6.2.11),相位差变成

$$\Delta\phi \equiv \Delta\phi_{\rm L} + \Delta\phi_{\rm NL} = (2\pi L/\lambda)(\Delta n_L + n_{2B}|E_p|^2) \tag{6.2.12}$$

式中,$\Delta n_L = n_x - n_y$ 代表线性双折射,克尔系数 n_{2B} 为

$$n_{2B} = 2n_2(1-b) \tag{6.2.13}$$

注意,当 $\Delta\phi=0$ 时,探测光被检偏器完全阻隔(见图 6.1);当 $\Delta\phi\neq 0$ 时,光纤相当于一个双折射相位片,部分探测光可以通过检偏器。探测光的透射率 T_P 与相位差 $\Delta\phi$ 之间的简单关系式为

$$T_p = \tfrac{1}{4}|1-\exp(i\Delta\phi)|^2 = \sin^2(\Delta\phi/2) \tag{6.2.14}$$

当 $\Delta\phi$ 为 π 或 π 的奇数倍时,克尔光闸的透射率变成 100%;当相移为 π 的偶数倍时探测光被完全阻隔。

为了在实验上观察光克尔效应,一般使用保偏光纤以保证泵浦光的偏振态不变。线性双折射产生的常数相移 $\Delta\phi_{\rm L}$ 可通过在图 6.1 中的检偏器前插入一个四分之一波片补偿,可是实际上由于温度和压力的变化,$\Delta\phi_{\rm L}$ 出现起伏,所以必须连续地调节波片。另一种替代方法是,将两根相同的保偏光纤连接在一起,使它们的快轴(或慢轴)互成直角[18],由于在第二段光纤中 $\Delta n_{\rm L}$ 改变符号,所以线性双折射产生的净相移被抵消了。

在理想条件下,克尔光闸的响应时间仅受克尔非线性响应时间的限制(对光纤而言,该值小于 10 fs),而实际上光纤色散将响应时间限制在 1 ps ~ 1 ns 范围,这取决于工作参数[14]。一个主要的限制因素是泵浦光和探测光之间的群速度失配。相对群延迟为

$$\Delta t_g = |L/v_{g1} - L/v_{g2}| \tag{6.2.15}$$

对于 100 m 长的光纤,相对群延迟很容易超过 1 ns,除非采取特殊的预防措施减小群速度失配。一种可行的方法是,选择泵浦波长和探测波长位于光纤零色散波长的对边。

光纤的模式双折射是限制响应时间的另一个因素。由于折射率差 Δn_L,探测光的两正交偏振分量以不同的速率传输,它们之间的相对延迟为 $\Delta t_p = L\Delta n_L/c$。对于 $\Delta n_L = 5\times10^{-5}$ 的 100 m 长的光纤,$\Delta t_p \approx 17$ ps。若用双折射更小的光纤,相对延迟还可以减小;将两根快轴互成直角的光纤熔接在一起,几乎可消除 Δt_p。群速度色散从根本上限制了响应时间,它使泵浦光脉冲在光纤中传输时被展宽。通过减小光纤长度或使泵浦波长更接近光纤零色散波长,响应时间可以减小到 1 ps 或更小。

令式(6.2.12)中的 $\Delta\phi_{\rm L}=0$(完全补偿)和 $\Delta\phi_{\rm NL}=\pi$,可以估计出探测光 100% 透射所需的泵浦功率为

$$P_p = |E_p|^2 A_{\rm eff} = \lambda A_{\rm eff}/(2n_{2B}L) \tag{6.2.16}$$

式中,$A_{\rm eff}$ 是有效模场面积。另外,用有效长度 $L_{\rm eff}$ 代替 L 还可以将光纤损耗的影响包括在内。如果 $n_{2B}=4.5\times10^{-16}\ {\rm cm^2/W}$,$A_{\rm eff}=10\ \mu{\rm m}^2$,$\lambda=1.06\ \mu$m,那么对于 130 m 长的光纤,泵浦功率 $P_P\approx 1$ W。增加光纤长度可减小泵浦功率,但由于式(6.2.15)的限制,必然导致响应时间减慢。在一个实验中[15],测得 $L=580$ m 且 $A_{\rm eff}=22\ \mu{\rm m}^2$ 的光纤的 $P_p=0.39$ W。在另一个实验中[21],光纤有效模场面积减小到 $2\ \mu{\rm m}^2$,用工作在 1.3 μm 的半导体激光器作为泵浦源,当泵浦功率仅

为 27 mW 时就获得了 17°的相移。对此实验估算 $P_pL = 11$ W·m，这表明如果马赫-曾德尔干涉仪的每条臂由 200 m 长的光纤构成，则泵浦功率约为 50 mW 时就足以使探测光 100%透射。

用式(6.2.16)可以估计克尔系数 n_{2B}。大部分测量结果表明[13~21]，$n_{2B} \approx 4\times10^{-16}$ cm²/W，实验误差约为 20%。如果取 $n_2 \approx 3\times10^{-16}$ cm²/W 和 $b \approx 1/3$，那么这个值与式(6.2.13)是相符的。在允许独立测量式(6.2.11)表示的极化率比率的一个实验中[18]，测得参量 $b = 0.34$，这表明在石英光纤中，电子对 $\chi^{(3)}$ 的贡献是主要的，这与对块状玻璃所做的测量结果一致[5]。

在实际应用方面，全光纤克尔光闸已经用于光学取样[16]。图 6.2 是实验装置示意图，巴比涅-索累(Babinet-Soleil)补偿器用来补偿光纤的模式双折射，一段高双折射光纤作为检偏器，消光比约为 20 dB。高双折射光纤的损耗在 1.06 μm 泵浦波长处相当高，所以它也起到滤波器的作用。一个 0.84 μm 波长的激光二极管作为探测光源，取样探测输出是一个序列脉冲，其间隔和宽度由泵浦脉冲决定，在此实验中，泵浦脉冲很宽(约为 300 ps)。在另一个实验中[18]，用锁模 Nd:YAG 激光器输出的 85 ps 脉冲作为泵浦脉冲，对重复频率为 1.97 GHz 的 30 ps 的探测脉冲(由 1.3 μm 增益开关分布反馈半导体激光器获得)进行了解复用。

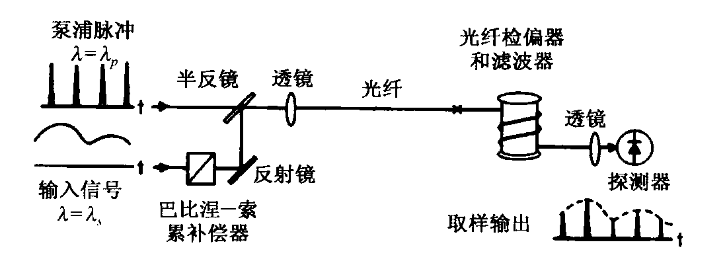


图 6.2 用于光学取样的全光纤克尔光闸原理图[16]

在大多数克尔光闸实验中，通常需要用笨重的高功率激光器在石英光纤中实现光开关，因而这样的器件在实际中非常难以应用。式(6.2.16)清楚地表明，如果用高非线性材料制作的光纤代替石英光纤，可大大减小 P_pL 值。硫化物玻璃的非线性参量 n_2 的值比石英的大 100 倍，所以硫化物玻璃可作为这种材料。一些实验[22~24]已经证实，硫化物玻璃光纤为制造实用的高速非线性克尔光闸提供了一个解决方案。在 1992 年的一个实验中[22]，用 1.319 μm 波长的锁模 Nd:YAG 激光器并结合脉冲压缩器，产生重复频率为 100 MHz 且脉宽为 2.5 ~ 40 ps 的泵浦脉冲，所用 As_2S_3 硫化物光纤的长度小于 1 m，以避免较大的损耗。尽管互作用长度如此之小，但光开关所需的泵浦功率仅约为 5 W。

后来的一个实验利用半导体激光器做泵浦源实现了全光开关功能[23]，它将分布反馈半导体激光器的增益开关脉冲经过压缩后，得到了重复频率为 100 MHz 的 8.2 ps 的泵浦脉冲，再利用掺铒光纤放大器将泵浦脉冲的峰值功率提高到 13.9 W。对于 1 m 长的光纤，开关信号脉冲与泵浦脉冲的宽度几乎相同，证明了这种超快开关的开关速度在皮秒量级。即使信号是 100 GHz 的脉冲序列，也可通过克尔效应实现开关，这说明克尔光闸在 100 Gbps 通信信道解复用方面具有潜在的应用前景。

克尔光闸还可以用于波长变换。表示信道比特的光脉冲起着泵浦脉冲的作用，只有当它出现时克尔光闸才能打开，结果得到的探测输出和泵浦信号有相同的比特模式，于是将比特信号从原信号波长变换到探测波长。在 2005 年的一个实验中[25]，利用一种新型的 Bi_2O_3 光纤实现了 80 Gbps 的波长变换。由于这种光纤的非线性参量值非常高($\gamma = 1100$ W^{-1}/km)，因此所用光

纤的长度仅为1 m,如此短的长度有助于减轻因局部线性双折射随温度波动而引起的器件性能的退化,从而制造出稳定的小型化波长变换器件。

6.2.3 脉冲整形

因为强脉冲感应非线性双折射,当脉冲通过光纤和检偏器时其透射率与强度有关,即使没有泵浦脉冲,也可以通过非线性双折射来调整脉冲自身形状。结果,这样的器件能阻隔脉冲低强度的尾部,而使其中央较强的部分通过。这种非线性偏振旋转现象可以用来消除一些压缩脉冲的低强度基座[26~28],还可用来充当光纤光学逻辑门[29]及光纤激光器的被动锁模[30]。

强度鉴别器的工作原理与图 6.1 所示的克尔光闸相似,主要区别是前者不需要泵浦脉冲,信号脉冲本身产生非线性双折射,并且调整其自身的偏振态。为了从物理学的角度尽可能简单地理解这种器件的工作原理,可以忽略 GVD 的影响并利用 6.2.1 节的无色散 XPM 理论。考虑输入光与光纤的一个主轴(x 轴)成 θ 角的线偏振情形,两偏振分量间的相对相移由式(6.2.7)给出。当 $\theta\neq 0$ 时,这一相移使部分功率透过检偏器。注意,

$$A_x=\sqrt{P_0}\cos\theta\exp(i\Delta\phi_{\rm NL})\qquad A_y=\sqrt{P_0}\sin\theta \tag{6.2.17}$$

式中,$\Delta\phi_{\rm NL}$ 是非线性相移。由于检偏器与 x 轴成($\pi/2+\theta$)角,故总的透射场为 $A_t=\sqrt{P_0}\sin\theta\cos\theta[1-\exp](i\Delta\phi_{\rm NL})$,结果透射率 T_p 为[26]

$$T_p(\theta)=|A_t|^2/P_0=\sin^2[(\gamma P_0L/6)\cos(2\theta)]\sin^2(2\theta) \tag{6.2.18}$$

其中用到了式(6.2.7)。对于光脉冲在光纤中传输的情形,乘积 γP_0L 与 SPM 感应的最大相移$\phi_{\rm max}$有关[见式(4.1.6)],而$\phi_{\rm max}$与非线性长度$L_{\rm NL}$有以下关系:

$$\phi_{\rm max}=\gamma P_0L=L/L_{\rm NL} \tag{6.2.19}$$

对于给定的角度 θ,T_p 与功率有关,所以产生脉冲整形效应。如果调节 θ 角使脉冲峰值透射率最大,两翼则由于功率相对较低而被消除,结果输出脉冲比输入脉冲窄,实验上已观察到这种行为[27]。θ 的最佳值取决于峰值功率 P_0。图 6.3 给出了对应于三个$\phi_{\rm max}$值,T_p 随θ 的变化关系,对于$\phi_{\rm max}=30$,当 $\theta=36.2°$时透射率可以接近 90%。

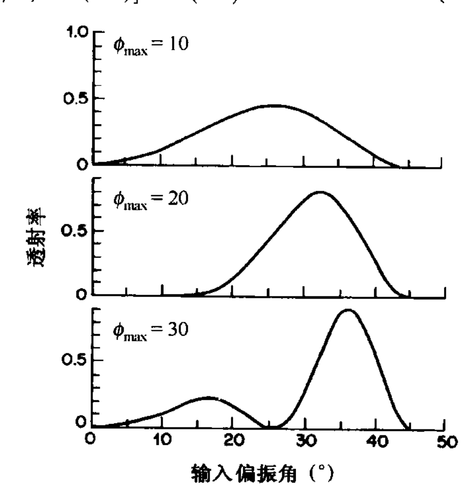


图 6.3　对应$\phi_{\rm max}$分别为 10,20 和 30 的三个不同峰值功率,透射率 T_p 随输入偏振角θ的变化[26]

脉冲整形的实验结果表明,观察到的现象并不总是与式(6.2.18)相符,特别是对于 $\theta=45°$,由该式预测 $T_p=0$,即当振幅分量 E_x 和 E_y 相等时,输入脉冲被检偏器阻隔,但实际情况并非如此。造成这种差别的原因可以追溯到方程(6.1.11)和方程(6.1.12)中所忽略的最后一项,更精确的理论应该包括这一项。对连续或准连续光情形,色散效应可以忽略。通过忽略时间导数项和损耗项,方程(6.1.11)和方程(6.1.12)可以解析求解,该解析解将在 6.3 节中给出。解析解的结果表明,对于高双折射光纤($\Delta\beta L\gg 1$),除在 $\theta=45°$附近外,式(6.2.18)相当精确;而对于低双折射光纤,透射率与式(6.2.18)给出的结果出入较大。对于 $\Delta\beta L=2\pi$ 和$\phi_{\rm max}=6.5\pi$ 的情形,图 6.4 给出了 T_p 与θ 的变化关系。与式(6.2.18)预期的结果比较,说明了包含线性双折射的重

要性。从物理意义上讲,线性和非线性双折射都对折射率有贡献,二者互相竞争,应将它们都包括在内。

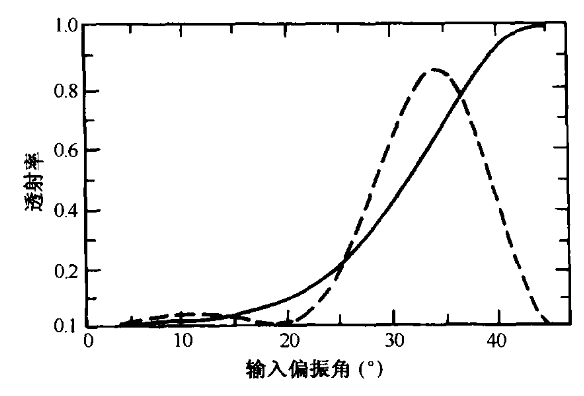


图6.4 包括线性双折射效应时,对 $\Delta\beta L=2\pi$ 和 $\phi_{max}=6.5\pi$,透射率 T_P 随输入偏振角的变化关系,虚线表示 $\Delta\beta=0$ 的情况[31]

6.3 偏振态的演化

双折射光纤中非线性偏振效应的准确描述需要同时考虑模式双折射和自感应非线性双折射[31~48],两偏振分量沿双折射光纤的演化用方程(6.1.11)和方程(6.1.12)或其变形决定。然而,讨论脉冲在双折射光纤中的传输之前,首先考虑在连续光或准连续光入射下偏振态的演化,这对后面讨论脉冲情形时是有益的。

6.3.1 解析解

用以圆偏振分量表示的方程(6.1.15)和方程(6.1.16)要比用方程(6.1.11)和方程(6.1.12)更为方便。在准连续情形下,包含时间导数的项可以设为零,若同时忽略光纤损耗,则方程(6.1.15)和方程(6.1.16)可简化为

$$\frac{dA_+}{dz}=\frac{i\Delta\beta}{2}A_-+\frac{2i\gamma}{3}(|A_+|^2+2|A_-|^2)A_+ \tag{6.3.1}$$

$$\frac{dA_-}{dz}=\frac{i\Delta\beta}{2}A_++\frac{2i\gamma}{3}(|A_-|^2+2|A_+|^2)A_- \tag{6.3.2}$$

首先考虑低功率情形,忽略非线性效应($\gamma=0$),所得的线性方程很容易求解。例如,假设输入光的功率为 P_0,并且是 σ_+ 偏振的,则其解为

$$A_+(z)=\sqrt{P_0}\cos(\pi z/L_B)\qquad A_-(z)=i\sqrt{P_0}\sin(\pi z/L_B) \tag{6.3.3}$$

式中,拍长 $L_B=2\pi/(\Delta\beta)$,偏振态一般是椭圆偏振的,并且以拍长为周期做周期性演化。沿光纤任意一点的偏振椭圆的椭圆率和方位角为

$$e_p=\frac{|A_+|-|A_-|}{|A_+|+|A_-|}\qquad \theta=\frac{1}{2}\arctan\left(\frac{A_+}{A_-}\right) \tag{6.3.4}$$

即使在非线性效应比较重要时,方程(6.3.1)和方程(6.3.2)也可以解析求解。为此,利用

$$A_\pm=\left(\frac{3\Delta\beta}{2\gamma}\right)^{1/2}\sqrt{p_\pm}\exp(i\phi_\pm) \tag{6.3.5}$$

并得到归一化功率 p_+，p_- 和相位差 $\Psi\equiv\phi_+-\phi_-$ 满足的下面三个方程：

$$\frac{\mathrm{d}p_+}{\mathrm{d}Z}=\sqrt{2p_+p_-}\sin\psi \tag{6.3.6}$$

$$\frac{\mathrm{d}p_-}{\mathrm{d}Z}=-\sqrt{2p_+p_-}\sin\psi \tag{6.3.7}$$

$$\frac{\mathrm{d}\psi}{\mathrm{d}Z}=\frac{p_--p_+}{\sqrt{p_+p_-}}\cos\psi+2(p_--p_+) \tag{6.3.8}$$

式中，$Z=(\Delta\beta)z/2$，这三个方程具有下面两个沿光纤保持为常数的量[45]：

$$p=p_++p_-\qquad\Gamma=\sqrt{p_+p_-}\cos\psi+p_+p_- \tag{6.3.9}$$

注意，p 通过 $p=P_0/P_{\mathrm{cr}}$ 与入射到光纤中的总功率 P_0 相关，其中 P_{cr} 可以从式(6.3.5)得到，

$$P_{\mathrm{cr}}=3|\Delta\beta|/(2\gamma) \tag{6.3.10}$$

由于 p 和 Γ 两个运动常量的存在，方程(6.3.6)至方程(6.3.8)存在可用椭圆函数表示的解析解，其中 p_+ 的解为[34]

$$p_+(z)=\tfrac{1}{2}p-\sqrt{m|q|}\,\mathrm{cn}(x) \tag{6.3.11}$$

式中，$\mathrm{cn}(x)$ 是雅可比椭圆函数，其宗量为

$$x=\sqrt{|q|}\,(\Delta\beta)z+K(m) \tag{6.3.12}$$

式中，$K(m)$ 是四分之一周期，m 和 q 分别定义为

$$m=\tfrac{1}{2}[1-\mathrm{Re}(q)/|q|]\qquad q=1+p\exp(i\psi_0) \tag{6.3.13}$$

这里 Ψ_0 是 Ψ 在 $z=0$ 处的值，利用式(6.3.9)可将 $p_-(z)$ 和 $\Psi(z)$ 用 $p_+(z)$ 表示。注意，$\theta=\Psi/2$，因此沿光纤任意一点的偏振椭圆的椭圆率和方位角可由式(6.3.4)得到。

将偏振态的演化以轨迹形式在椭圆率-方位角相平面内表示出来非常有用。图 6.5 给出了(a) 低输入功率($p\ll1$)和(b) 高输入功率($p=3$)两种不同情形下的相空间轨迹。在低功率情形下，所有轨迹均是闭合的，表明偏振态按振荡方式演化[见式(6.3.3)]。然而在 $p>1$ 的功率下，一条分界线将相空间分成两个不同区域，在 $e_p=0$ 和 $\theta=0$ 附近(光靠近慢轴方向偏振)的区域，轨迹形成闭合轨道，偏振演化的定性行为与低功率情形下类似。然而在光靠近快轴偏振时，由于快轴对应不稳定的鞍点，偏振椭圆的非线性旋转导致了性质不同的行为。

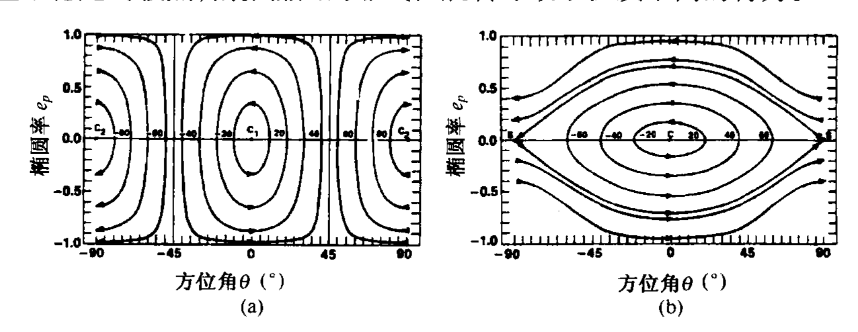


图 6.5　表示偏振态沿光纤演化的相空间轨迹。(a) $p\ll1$；(b) $p=3$[34]

利用解析解可以找到相空间中的不动点，此不动点表示光在光纤中传输时不发生变化的偏振态。低于临界功率($p<1$)时，沿慢轴和快轴($\theta=0,\pi/2$)的线偏振态($e_p=0$)代表两个稳定的不动点；等于临界功率($p=1$)时，快轴不动点表现为叉式分岔；超过临界功率时，沿快轴的线偏

振态变得不稳定，但两个新的椭圆偏振态以不动点形式出现。这些新的偏振本征态将在下面用邦加球表示法讨论。

6.3.2 邦加球表示法

另一种描述光纤中偏振态演化的方法是邦加(Poincaré)球上的斯托克斯矢量旋转法[33]。在这种方法中，利用式(6.1.14)将方程(6.3.1)和方程(6.3.2)以线偏振分量表示更为方便，由此得到的方程为

$$\frac{d\bar{A}_x}{dz}-\frac{i}{2}(\Delta\beta)\bar{A}_x=\frac{2i\gamma}{3}\left(|\bar{A}_x|^2+\frac{2}{3}|\bar{A}_y|^2\right)\bar{A}_x+\frac{i\gamma}{3}\bar{A}_x^*\bar{A}_y^2 \tag{6.3.14}$$

$$\frac{d\bar{A}_y}{dz}+\frac{i}{2}(\Delta\beta)\bar{A}_y=\frac{2i\gamma}{3}\left(|\bar{A}_y|^2+\frac{2}{3}|\bar{A}_x|^2\right)\bar{A}_y+\frac{i\gamma}{3}\bar{A}_y^*\bar{A}_x^2 \tag{6.3.15}$$

这两个方程还可以利用方程(6.1.11)和方程(6.1.12)得到。

这里，引入 4 个称为斯托克斯参量的实变量，并分别定义为

$$\begin{aligned} &S_0=|\bar{A}_x|^2+|\bar{A}_y|^2 \qquad &S_1=|\bar{A}_x|^2-|\bar{A}_y|^2\\ &S_2=2\mathrm{Re}(\bar{A}_x^*\bar{A}_y) \qquad &S_3=2\mathrm{Im}(\bar{A}_x^*\bar{A}_y)\end{aligned} \tag{6.3.16}$$

将方程(6.3.14)和方程(6.3.15)用这 4 个参量表示，可得

$$\frac{dS_0}{dz}=0 \qquad \frac{dS_1}{dz}=\frac{2\gamma}{3}S_2S_3 \tag{6.3.17}$$

$$\frac{dS_2}{dz}=-(\Delta\beta)S_3-\frac{2\gamma}{3}S_1S_3 \qquad \frac{dS_3}{dz}=(\Delta\beta)S_2 \tag{6.3.18}$$

由式(6.3.16)很容易证明，$S_0^2=S_1^2+S_2^2+S_3^2$。由方程(6.3.17)可知，S_0 与 z 无关，所以连续光在光纤中传输时，斯托克斯矢量 $\boldsymbol{S}$ 的三个分量 S_1，S_2 和 S_3 在半径为 S_0 的球面上运动，此球称为邦加球，它提供了一种直观表示偏振态的方法。实际上，方程(6.3.17)和方程(6.3.18)可以写成一个单一的矢量方程形式[33]

$$\frac{d\boldsymbol{S}}{dz}=\boldsymbol{W}\times\boldsymbol{S} \tag{6.3.19}$$

式中，矢量 $\boldsymbol{W}=\boldsymbol{W}_L+\boldsymbol{W}_{NL}$，于是有

$$\boldsymbol{W}_L=(\Delta\beta,0,0) \qquad \boldsymbol{W}_{NL}=(0,0,-2\gamma S_3/3) \tag{6.3.20}$$

方程(6.3.19)包含了线性和非线性双折射，它描述了一般条件下连续波光场在光纤中的偏振态的演化。

图 6.6 给出了几种不同情形下邦加球上斯托克斯矢量的运动。在低功率下，非线性效应可以忽略(即 $\gamma=0$)，由于此时 $\boldsymbol{W}_{NL}=0$，斯托克斯矢量以角速度 $\Delta\beta$(见图 6.6 中的左上球)绕 S_1 轴旋转，这种旋转等价于前面得到的由式(6.3.3)给出的周期解。若斯托克斯矢量一开始沿 S_1 轴取向，它将保持不变，这也可以从方程(6.3.17)和方程(6.3.18)的稳态(z 不变)解看出来，这是因为(S_0,0,0)和($-S_0$,0,0)代表它们的不动点。斯托克斯矢量的这两个位置分别对应线偏振入射光位于慢轴和快轴的情形。

在各向同性光纤的纯非线性情形下($\Delta\beta=0$)，$\boldsymbol{W}_L=0$，斯托克斯矢量以角速度 $2\gamma S_3/3$ 绕 S_3 轴旋转(见图 6.6 中的右上球)。由于这种情形源于非线性双折射，故称其为自感应椭球旋转或非线性偏振旋转，其中两个不动点分别对应邦加球的北极和南极，并分别表示右旋和左旋圆偏振。

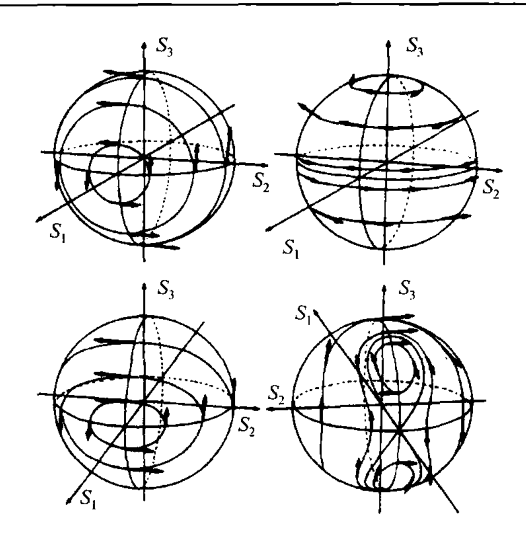


图 6.6　表示邦加球上斯托克斯矢量运动情况的轨迹。(a) 线性双折射情形(左上图);(b) $\Delta\beta=0$的非线性情形(右上图);(c) $\Delta\beta>0$和$P_0>P_{cr}$的混合情形(下行)。下行的左图和右图分别表示出了邦加球的前面和后面[33]

在混合情形(同时考虑线性和非线性)下,斯托克斯矢量的行为和入射光功率有关。只要$P_0<P_{cr}$,非线性的影响很小,与线性情形下类似。当功率增大时,由于 $\boldsymbol{W}_L$ 沿 S_1 轴取向而 $\boldsymbol{W}_{NL}$ 沿 S_3 轴取向,邦加球上斯托克斯矢量的运动变得相当复杂,而且斯托克斯矢量绕 S_3 轴的非线性旋转取决于 S_3 自身的大小。图 6.6 中下面的两个图给出了在 $P_0>P_{cr}$时,斯托克斯矢量在邦加球的前面和后面的运动。当输入光靠近慢轴偏振时(左球),这种情形与线性条件下类似,而输入光靠近快轴偏振时(右球),情形有了根本的不同。

为理解这种不对称性,令方程(6.3.17)和方程(6.3.18)中 z 的导数为零,以找到不动点。不动点的位置和个数取决于入射到光纤中的光功率 P_0。特别是,在式(6.3.10)定义的临界功率P_{cr}下,不动点的个数从 2 变到 4。当 $P_0<P_{cr}$时,仅有两个不动点(S_0,0,0)和($-S_0$,0,0),与低功率情形下完全相同。相反,若 $P_0>P_{cr}$,则出现两个新的不动点。斯托克斯矢量在邦加球上的新不动点处的分量为[47]

$$S_1=-P_{cr}\qquad S_2=0\qquad S_3=\pm\sqrt{P_0^2-P_{cr}^2}\tag{6.3.21}$$

这两个不动点对应于椭圆偏振光并出现在图 6.6 中右下所示邦加球的后面,同时对应于沿快轴线偏振光的不动点($-S_0$,0,0)变得不稳定,这等同于前面讨论过的叉式分岔。若入射光是椭圆偏振的,但其斯托克斯矢量位于式(6.3.21)指示的位置,则偏振态在光纤内不发生变化。当偏振态靠近新不动点时,斯托克斯矢量形成一个环绕椭圆偏振不动点的闭合环,这一行为对应前面讨论的解析解。然而,若偏振态靠近不稳定的不动点($-S_0$,0,0),则输入偏振态的微小变化也会在输出端引起很大的变化,这一点将在下面讨论。

6.3.3　偏振不稳定性

偏振不稳定性表现为,当输入连续光的功率或偏振态有很小改变时,输出偏振态就有很大的变化[33~35]。偏振不稳定性表明,保偏光纤的慢轴和快轴并不完全等价。

偏振不稳定性的起因可以从以下定性讨论中看出[34]。当入射光靠近慢轴方向偏振(若

$n_x > n_y$ 则为 x 轴)时,非线性双折射加上固有线性双折射,使光纤总的双折射增加。相反,当入射光靠近快轴方向偏振时,非线性双折射使总的双折射减小,而且减小量取决于入射功率,结果光纤双折射变得更小,有效偏振拍长 L_B^{eff} 增大。当入射功率达到某一临界值时,非线性双折射可以完全抵消线性双折射,L_B^{eff} 变成无限大。进一步增加入射功率,光纤又表现出双折射,但是慢轴和快轴所扮演的角色反转过来。当入射功率接近线性与非线性双折射达到平衡所需的临界功率时,输出偏振态明显发生变化。粗略地说,当入射峰值功率大到足以使非线性长度 L_{NL} 与固有偏振拍长 L_B 相比拟时,就会发生偏振不稳定性。

式(6.3.11)中的椭圆函数的周期决定了有效偏振拍长为[34]

$$L_B^{\text{eff}} = \frac{2K(m)}{\pi\sqrt{|q|}} L_B \tag{6.3.22}$$

式中,L_B 是低功率下的偏振拍长,$K(m)$是椭圆函数的四分之一周期,m 和 q 由式(6.3.13)给出,并可用归一化入射功率 $p = P_0/P_{\text{cr}}$表示。当不存在非线性效应时,$p = 0, q = 1$,则有

$$L_B^{\text{eff}} = L_B = 2\pi/|\Delta\beta| \tag{6.3.23}$$

图6.7给出了 $\theta = 0°$和 $\theta = 90°$时,L_B^{eff} 随 P 的变化关系。当 $\theta = 90°, P_0 = P_{\text{cr}}$时,因为线性双折射和非线性双折射完全抵消[35],有效偏振拍长变为无穷大,这就是偏振不稳定性的起因。L_B^{eff} 变为无穷大时的临界功率 P_{cr}与邦加球上不动点的个数从2变到4时的临界功率相同,这样偏振不稳定性就可以用邦加球上椭圆偏振不动点的出现来解释,其实这两种观点是等效的。

由于 L_B^{eff} 变化很大,当 P_0 接近 P_{cr}并且入射光靠近快轴偏振时,输出偏振态发生剧烈变化。图6.8给出了对于几个 θ 值,透射率 T_p 随入射功率的变化关系,其中假设光纤输出端的检偏器阻隔了低强度光(见图6.1)。当 $\theta = 0°$或 $\theta = 90°$时,T_p 对所有的入射功率都保持为0。若 θ 在慢轴附近变化较小,则 T_p 仍保持在零附近。但是当 θ 在快轴附近有一个很小的变化时,T_p 急剧变化。注意,当 θ 从89°变化到90°时,T_p 对输入偏振角极为敏感。图6.8虽然是在$(\Delta\beta)L = 2\pi$ 或 $L = L_B$ 的条件下绘出的,但对于其他光纤长度,其定性结果仍然相同。

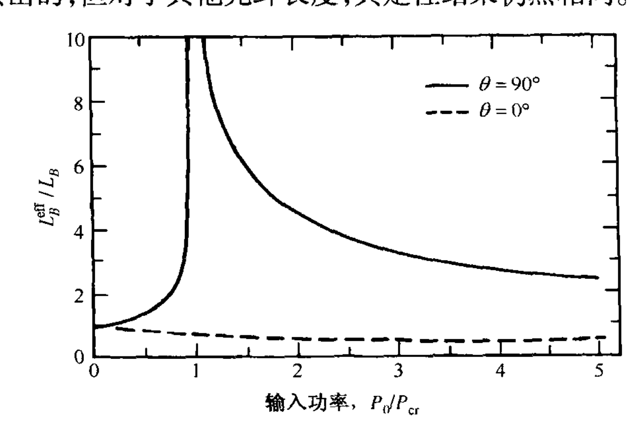


图6.7 对光沿快轴(实线)和慢轴(虚线)偏振,有效偏振拍长随输入功率的变化关系[34]

1986年,在首次观察到偏振不稳定性的实验中[37],将波长为532 nm且脉宽为80 ps的脉冲通过一段53 cm长的光纤,测得光纤的固有偏振拍长 $L_B \approx 50$ cm。入射脉冲是右旋圆偏振光,并且在光纤输出端置一个圆检偏器,仅让左旋圆偏振光通过。当峰值功率超过临界值时,输出脉冲形状急剧变化。测得的临界功率和输出脉冲形状与理论预期结果一致。在后来的实验中发

现[44]，当入射信号在低双折射光纤的快轴附近偏振时，偏振不稳定性可使弱强度调制大大增强。在本实验中，200 ns 的入射脉冲由工作在 1.06 μm 波长的 Q 开关 Nd:YAG 激光器产生，由于激光器内的纵模拍频，脉冲强度表现为 76 MHz 的调制。当信号沿光纤的慢轴附近偏振时，这些小幅度调制不受影响，但当入射脉冲在快轴附近偏振时，这些小幅度调制被放大 6 倍。实验结果与理论，特别是与包括了引起椭圆双折射的光纤扭曲的一般理论，在定性上符合得很好[45]。

图 6.8 所示的与功率有关的透射率在光开关中比较有用。偏振不稳定性感应的线偏振光的自开关现象已在石英光纤中得到验证[46]，另外还可以通过弱脉冲切换强光束的偏振态。对于孤子，也可以形成偏振开关[48]。可是在所有情形中，作为开关所需的入射功率相当大，除非用模式双折射很低的光纤。如果取式(6.3.10)中的 $\gamma = 10\ \mathrm{W^{-1}/km}$，对于偏振拍长 $L_B = 1$ m 的光纤，所需的 P_0 约为 1 kW。若使用高双折射光纤，则此值要大 100 倍甚至更多。基于此原因，如果实验中使用高双折射光纤，无需考虑偏振不稳定性的影响，因为在大多数实验中 P_0 小于 1 kW。

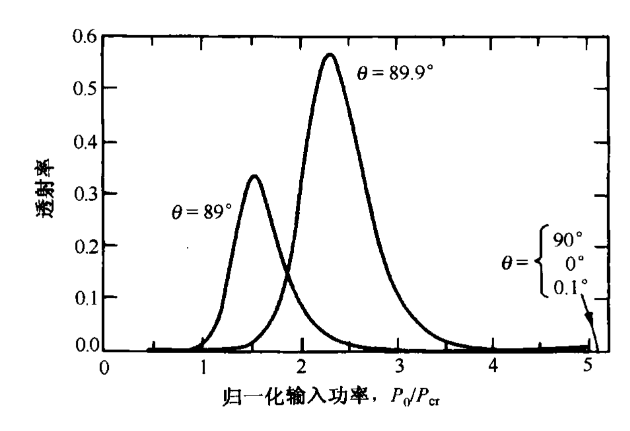


图 6.8 对不同的输入角，长度 $L = L_B$ 的双折射光纤透射率随输入功率的变化关系[34]

6.3.4 偏振混沌

如果光纤的线性双折射沿光纤长度被调制，则偏振不稳定性可导致输出偏振态的混沌。将光纤均匀地缠绕在圆筒上，可实现对双折射的调制。调制双折射也可在光纤制造过程中通过预制棒的周期性摆动或通过应力的周期性分布引入。人们对调制线性双折射对偏振态演化的影响已进行了研究[39~42]，本节将简单介绍利用缠绕光纤法引入调制双折射。

双折射光纤的缠绕会同时产生两种效应：第一，光纤主轴不再是固定的，而是以周期性的方式沿光纤长度旋转；第二，剪切应力产生正比于扭曲率的圆双折射。当这两种效应均包括在内时，方程(6.3.1)和方程(6.3.2)要采用下面的形式[45]：

$$\frac{\mathrm{d}A_+}{\mathrm{d}z} = ib_cA_+ + \frac{i\Delta\beta}{2}\mathrm{e}^{2ir_tz}A_- + \frac{2i\gamma}{3}(|A_+|^2 + 2|A_-|^2)A_+ \tag{6.3.24}$$

$$\frac{\mathrm{d}A_-}{\mathrm{d}z} = ib_cA_- + \frac{i\Delta\beta}{2}\mathrm{e}^{-2ir_tz}A_+ + \frac{2i\gamma}{3}(|A_-|^2 + 2|A_+|^2)A_- \tag{6.3.25}$$

式中，$b_c = hr_t/2\bar{n}$ 与圆双折射有关，r_t 是单位长度的扭曲率，$\bar{n}$ 是平均模折射率。对于石英光纤，参量 h 的值约为 0.15。上面的方程可以用来寻找不动点，这与 6.3.1 节中的无扭曲光纤的情形相同。超过临界功率，同样会找到 4 个不动点，结果偏振不稳定性仍会沿快轴产生，但临界功率变大。

通过使方程(6.3.1)和方程(6.3.2)中的参量 $\Delta\beta$ 为 z 的周期函数,即 $\Delta\beta = \Delta\beta_0[1 - i\varepsilon\cos(b_m z)]$,也可以将双折射调制包括在内[42],其中 ε 是振幅,b_m 是调制的空间频率。由此得到的方程不能解析求解,但可以通过相空间或邦加球法近似研究偏振态的演化[39~42]。这种方法表明,邦加球上斯托克斯矢量的运动变得混沌,这是因为在经过模式双折射 $\Delta\beta$ 的每一个相继周期后,偏振不能恢复到初始状态。这种研究对估计参量值的范围很有用,因为如果光纤用做全光开关,为避免混沌开关,这些参量值必须保持在一定范围内。

6.4 矢量调制不稳定性

本节将 5.1 节中的调制不稳定性从标量情形推广到矢量情形,在此情形下,当连续光入射到双折射光纤中时,将同时激发两个偏振分量。与标量情形类似,可在光纤反常色散区产生矢量调制不稳定性。一个主要问题是,即使连续光的波长位于光纤正常 GVD 区,XPM 感应的耦合是否会使连续态变得不稳定?早在 1970 年,人们就利用耦合 NLS 方程预见了各向同性非线性介质(无双折射)中的矢量调制不稳定性[49]。从 1988 年开始,人们就在理论和实验两方面对双折射光纤中的矢量调制不稳定性进行了广泛研究[50~69]。由于矢量调制不稳定性在低双折射光纤和高双折射光纤中表现出不同的定性行为,因此要分别考虑这两种情形。

6.4.1 低双折射光纤

对于低双折射光纤的情形,研究调制不稳定性时必须保留方程(6.1.11)和方程(6.1.12)中的相干耦合项[50]。如前面所述,利用光场的两个圆偏振分量写成的方程(6.1.15)和方程(6.1.16)将更为方便。这两个方程的稳态解或连续波解已在 6.3 节中给出,但由于解涉及到椭圆函数,因此利用它分析调制不稳定性相当复杂。若入射连续光的偏振态沿光纤某一主轴方向,则可使问题变得易于处理。

首先考虑偏振态沿快轴的情形($A_x = 0$)。由于在此情形下,还能发生 6.3 节中讨论的偏振不稳定性,因而人们尤其感兴趣。若不计光纤损耗($\alpha = 0$),则其稳态解为

$$\bar{A}_{\pm}(z) = \pm i\sqrt{P_0/2}\exp(i\gamma P_0 z) \tag{6.4.1}$$

式中,P_0 是入射功率,按照 5.1 节中的步骤,可以假定方程具有下列形式的解,以检验稳态的稳定性:

$$A_{\pm}(z,t) = \pm[i\sqrt{P_0/2} + a_{\pm}(z,t)]\exp(i\gamma P_0 z) \tag{6.4.2}$$

式中,$a_{\pm}(z,t)$ 是微扰,将式(6.4.2)代入方程(6.1.15)和方程(6.1.16),并使 a_+ 和 a_- 线性化,可以得到两个耦合线性方程。假设这两个方程具有下列形式的解:

$$a_{\pm} = u_{\pm}\exp[i(Kz - \Omega t)] + iv_{\pm}\exp[-i(Kz - \Omega t)] \tag{6.4.3}$$

式中,K 是波数,Ω 是微扰频率。这样可以得到关于 $u_{\pm}$ 和 $v_{\pm}$ 的 4 个代数方程,仅当微扰满足色散关系

$$[(K - \beta_1\Omega)^2 - C_1][(K - \beta_1\Omega)^2 - C_2] = 0 \tag{6.4.4}$$

时[50],方程组才有非平凡解。式中

$$C_1 = \tfrac{1}{2}\beta_2\Omega^2(\tfrac{1}{2}\beta_2\Omega^2 + 2\gamma P_0) \tag{6.4.5}$$

$$C_2 = (\tfrac{1}{2}\beta_2\Omega^2 + \Delta\beta - 2\gamma P_0/3)(\tfrac{1}{2}\beta_2\Omega^2 + \Delta\beta) \tag{6.4.6}$$

正如在 5.1 节中讨论的,如果对于某些 Ω 值,波数 K 的虚部不为零,则稳态解将变得不稳

定,这意味着此频率下的微扰将沿光纤指数增长,功率增益 $g=2\text{Im}(K)$。调制不稳定性的特性在很大程度上取决于入射功率 P_0 是低于还是高于式(6.3.10)给定的偏振不稳定性的阈值 P_{cr},若 $P_0<P_{cr}$,则调制不稳定性仅在光纤反常色散区发生,与5.1节的结果类似。交叉相位调制效应减小了式(5.1.9)给出的增益,但仍在同一 Ω 值处产生最大的增益(见图5.1)。

由式(6.4.4)易推知,假设 $C_2<0$,在光纤正常色散区($\beta_2>0$)仍会发生调制不稳定性。当频率在 $0<|\Omega|<\Omega_{c1}$ 范围内时,即满足这一条件,式中

$$\Omega_{c1}=(4\gamma/3\beta_2)^{1/2}\sqrt{P_0-P_{cr}} \tag{6.4.7}$$

于是只有当 $P_0>P_{cr}$ 时,才能在光纤正常色散区发生调制不稳定性。当满足这一条件时,增益为

$$g(\Omega)=|\beta_2|\sqrt{(\Omega^2+\Omega_{c2}^2)(\Omega_{c1}^2-\Omega^2)} \tag{6.4.8}$$

式中

$$\Omega_{c2}=(2\Delta\beta/\beta_2)^{1/2} \tag{6.4.9}$$

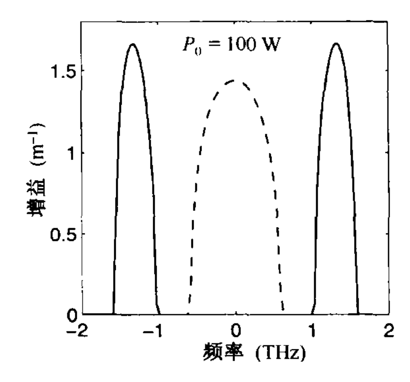
现在考虑连续光沿慢轴偏振的情形($A_y=0$),可以按照同样的步骤得到色散关系 $K(\Omega)$。实际上,如果改变 $\Delta\beta$ 的符号,则式(6.4.4)至式(6.4.6)仍然适用,调制不稳定性仍可以在光纤正常色散区发生,但增益仅在 $\Omega_{c2}<|\Omega|<\Omega_{c3}$ 频率范围内才存在,式中

$$\Omega_{c3}=(4\gamma/3\beta_2)^{1/2}\sqrt{P_0+P_{cr}} \tag{6.4.10}$$

调制不稳定性增益为

$$g(\Omega)=|\beta_2|\sqrt{(\Omega^2-\Omega_{c2}^2)(\Omega_{c3}^2-\Omega^2)} \tag{6.4.11}$$

图6.9比较了入射光分别沿慢轴和快轴偏振时的增益谱,所用光纤的 $\beta_2=60\ \text{ps}^2/\text{km}$,$\gamma=25\ \text{W}^{-1}/\text{km}$,拍长 $L_B=5$ m。对于这些参量值,当输入功率为75.4 W时,$p=1$;当输入功率为100 W时,$p=1.33$(见图6.9中的左图);而输入功率为200 W时,$p>2$(见图6.9中的右图)。图6.9中最值得注意的特征是,与图5.1的增益谱相比,当光沿快轴偏振时($p>1$),增益在 $\Omega=0$ 附近不为零,这就是6.3节讨论的仅当入射光沿快轴偏振时才发生的偏振不稳定性的表现。当 $p<2$ 时,沿慢轴偏振的连续光的增益更大,但是当 p 接近2时,这三个增益峰相当;当 p 超过2时,快轴增益谱在 $\Omega=0$ 处出现一个凹陷,同时增益峰出现在有限的 Ω 值处。在这种情形下,无论连续光是沿慢轴还是沿快轴偏振,都将产生频谱边带。这种情形和5.1节中的标量情形类似,但出现的新特征是,这样的频谱边带甚至在双折射光纤的正常GVD区也能形成。所有这些特征都已经在实验中观察到[61]。



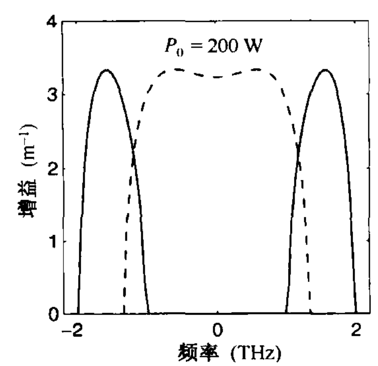


图6.9 对于沿低双折射光纤($L_B=5$ m)的慢轴(实线)或快轴(虚线)偏振的连续光,在100 W(左图)和200 W(右图)功率、正常色散条件下调制不稳定性的增益谱

6.4.2 高双折射光纤

对于高双折射光纤，方程(6.1.11)和方程(6.1.12)中表示相干耦合(或四波混频)的最后一项可以忽略，这两个方程可以简化为 $B=\frac{2}{3}$ 时的方程(6.1.22)和方程(6.1.23)，并表现出另一种不同的调制不稳定性[52~55]。这一情形在数学意义上类似于第7章讨论的双波长情形。

为得到稳态解，可将方程(6.1.22)和方程(6.1.23)中的时间导数项设为零，同时忽略光纤损耗(即 $\alpha=0$)，则稳态解为(见6.2.1节)

$$A_x(z)=\sqrt{P_x}\exp[i\phi_x(z)] \qquad A_y(z)=\sqrt{P_y}\exp[i\phi_y(z)] \tag{6.4.12}$$

式中，P_x 和 P_y 是常量模功率，并且

$$\phi_x(z)=\gamma(P_x+BP_y)z \qquad \phi_y(z)=\gamma(P_y+BP_x)z \tag{6.4.13}$$

相移取决于两个偏振分量的功率。与低双折射光纤的情形形成对照，此解对与慢轴成任意角度偏振的连续光都是正确的。

为检验稳态的稳定性，假设与时间有关的解为

$$A_j=\left(\sqrt{P_j}+a_j\right)\exp(i\phi_j) \tag{6.4.14}$$

式中，$a_j(z,t)(j=x$ 或 $y)$是微扰。将式(6.4.14)代入方程(6.1.22)和方程(6.1.23)，并使 a_x 和 a_y 线性化，所得线性方程组的解为

$$a_j=u_j\exp[i(Kz-\Omega t)+iv_j\exp[-i(Kz-\Omega t)] \tag{6.4.15}$$

式中，$j=x$ 或 y，K 是波数，Ω 是微扰频率。

为简单起见，重点讨论入射连续光与慢轴成45°偏振的情形。此时两种偏振模式具有相同功率($P_x=P_y=P$)，这种情形下的色散关系可以写为[52]

$$[(K-b)^2-H][(K+b)^2-H]=C_X^2 \tag{6.4.16}$$

式中，$b=(\beta_{1x}-\beta_{1y})\Omega/2$ 是为了考虑群速度失配的影响而引入的量。

$$H=\beta_2\Omega^2(\beta_2\Omega^2/4+\gamma P) \tag{6.4.17}$$

XPM耦合参量 C_X 定义为

$$C_X=B\beta_2\gamma P\Omega^2 \tag{6.4.18}$$

如前面所述，对于某些 Ω 值，K 变为复数，这时就会发生调制不稳定性，其增益为 $g=2\text{Im}(K)$。

从式(6.4.16)得到的最重要的结论是，无论GVD参量符号如何，总会发生调制不稳定性[52]。在正常GVD($\beta_2>0$)情形下，增益仅在 $C_X>|H-b|^2$ 时存在。图6.10给出了三个不同功率下的增益谱，其中所用光纤的参量值为 $\beta_2=60\ \text{ps}^2/\text{km}$，$\gamma=25\ \text{W}^{-1}/\text{km}$，群速度失配为1.5 ps/m。由图6.10可见，低功率下的增益谱相当窄，峰值位于 $\Omega_m=|\beta_{1x}-\beta_{1y}|/\beta_2$ 附近。随着峰值功率的增加，增益谱变宽，同时峰值发生红移。在图6.10中的所有三种情形下，当连续光在光纤中传输时，在频率大于2.5 THz时演化为时域调制。由于 Ω_m 取决于光纤的双折射，易于改变，这就为调制频率提供了一种调谐机制。一个令人意想不到的特征是，当入射功率超过临界值

$$P_c=3(\beta_{1x}-\beta_{1y})^2/(4\beta_2\gamma) \tag{6.4.19}$$

时，调制不稳定性消失。另一个奇怪的特征是，当入射光靠近光纤主轴偏振时，调制不稳定性也消失了[53]。如果用通过光纤模式双折射实现相位匹配的四波混频过程来解释调制不稳定性

(见第 10 章),则可以定性地理解这两个特征。在正常 GVD 情形下,SPM 和 XPM 感应的相移实际上加大了 GVD 感应的相位失配,而正是光纤双折射才抵消了相位失配。这样,对于一给定值的双折射,只有非线性相移保持在某个值以下,才能满足相位匹配条件,这就是式(6.4.19)中临界功率的起因。四波混频过程的一个有趣特征是,$\omega_0-\Omega$ 处的低频边带沿慢轴偏振,而 $\omega_0+\Omega$ 处的高频边带沿快轴偏振,这也可以由 10.3.3 节中的相位匹配条件来理解。

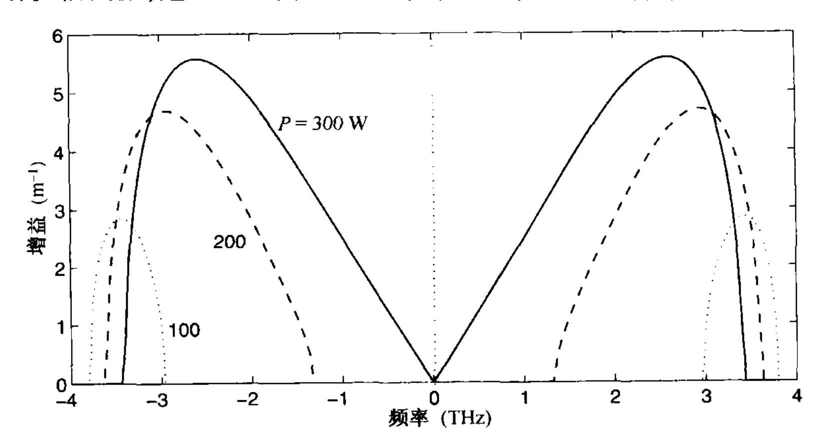


图 6.10 入射光与高双折射光纤的慢轴成 45°线偏振时,高双折射光纤正常色散区的调制不稳定性增益谱

6.4.3 各向同性光纤

显然,光纤的模式双折射对调制不稳定性的发生起重要作用。一个很自然的问题是,调制不稳定性能否在无双折射的($n_x=n_y$)各向同性光纤中发生。尽管这种光纤很难制造,但通过在拉制阶段旋转预制棒,可以制造出具有极低双折射($|n_x-n_y|<10^{-8}$)的光纤。从基本原理的角度讲,这一问题也很有趣,早在 1970 年就进行了有关讨论[49]。

高双折射光纤的理论不能用于 $\Delta\beta=0$ 的情形,因为这时相干耦合项已被忽略掉。相反,低双折射光纤的理论在 $\Delta\beta=0$ 时仍是正确的,主要区别是 $P_{cr}=0$,因为各向同性光纤中不会发生偏振不稳定性。于是 $\Omega_{c2}=0,\Omega_{c1}=\Omega_{c3}\equiv\Omega_c$,式(6.4.8)中调制不稳定性的增益谱简化为

$$g(\Omega)=|\beta_2\Omega|\sqrt{\Omega_c^2-\Omega^2} \tag{6.4.20}$$

无论入射光是沿慢轴还是沿快轴偏振,这一结果与 5.1 节中的标量情形下的结果相同,它表明调制不稳定性的时域和频域特征与入射光的线偏振方向无关,这是对任何各向同性非线性介质都成立的结论。

当入射光是圆偏振或椭圆偏振的时,情况就不同了,下面就讨论这种情形。令方程(6.1.15)和方程(6.1.16)中的 $\Delta\beta=0$,为简单起见,同时令 $\alpha=0$,则方程简化为下面的耦合 NLS 方程[49]:

$$\frac{\partial A_+}{\partial z}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_+}{\partial T^2}+i\gamma'\left(|A_+|^2+2|A_-|^2\right)A_+=0 \tag{6.4.21}$$

$$\frac{\partial A_-}{\partial z}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_-}{\partial T^2}+i\gamma'\left(|A_-|^2+2|A_+|^2\right)A_-=0 \tag{6.4.22}$$

式中,$T=t-\beta_1 z,\gamma'=2\gamma/3$,易得以上方程组的稳态解为

$$\bar{A}_\pm(z)=\sqrt{P_\pm}\exp(i\phi_\pm) \tag{6.4.23}$$

式中,$P_\pm$ 是两圆偏振分量的入射功率,$\phi_\pm(z)=\gamma'(P_\mp+2P_\pm)z$ 是非线性相移。

与前面相同,利用

$$A_\pm(z,t) = [\sqrt{P_\pm} + a_\pm(z,t)]\exp(i\phi_\pm) \tag{6.4.24}$$

对稳态解进行扰动,式中 $a_\pm(z,t)$是微扰。将式(6.4.24)代入方程(6.4.21)和方程(6.4.22)中,并使 a_+ 和 a_- 线性化,可以得到两个耦合线性方程。假设方程存在式(6.4.3)形式的解,则可以得到关于 $u_\pm$ 和 $v_\pm$ 的4个代数方程,仅当微扰满足色散关系[49]

$$(K - H_+)(K - H_-) = C_X^2 \tag{6.4.25}$$

时,方程组才有非平凡解,式中

$$H_\pm = \tfrac{1}{2}\beta_2\Omega^2(\tfrac{1}{2}\beta_2\Omega^2 + \gamma P_\pm) \tag{6.4.26}$$

XPM 耦合参量 C_X 定义为

$$C_X = 2\beta_2\gamma\Omega^2\sqrt{P_+P_-} \tag{6.4.27}$$

发生调制不稳定性的一个必要条件是 $C_X^2 > H_+H_-$。由于 C_X 与$\sqrt{P_+P_-}$有关,并且对于圆偏振光 C_X 为零,此条件下不会发生调制不稳定性;对于椭圆偏振光,调制不稳定性增益取决于式(6.3.4)定义的椭圆率 e_p。

6.4.4 实验结果

矢量调制不稳定性最早是在高双折射光纤的正常色散区观察到的[52~54]。在其中一个实验中[53],将波长为514 nm且峰值功率为250 W的30 ps脉冲以偏振角45°入射到10 m长光纤中,在光纤输出端,脉冲频谱出现间隔为2.1 THz的调制边带,并且自相关迹也表明存在480 fs的强度调制,观察到的边带间隔与理论计算值吻合得很好。在另一个实验中[52],600 nm波长的输入脉冲的脉宽仅为9 ps,由于18 m长光纤的群速度失配约为1.6 ps/m,所以仅仅传输6 m后两偏振分量就相互分开。在光纤输入端将速度较快的偏振分量延迟25 ps可解决走离问题。时域和频域测量结果表明,两偏振分量都产生了高频(约为3 THz)调制,这与理论预期的一致,而且随着峰值功率的增加,调制频率下降。另外该实验还表明,入射光的每个偏振分量仅产生一个边带,这也与理论相符。在后来的一个实验中[54],调制不稳定性是由光波分裂感应的时域振荡发展过来的(见4.2.3节),这一行为可由图4.13来理解。注意,图中的光波分裂表现为频谱边带,如果这些边带在调制不稳定性增益曲线的带宽内,就可以作为调制不稳定性过程的种子光。

尽管从理论上预测,矢量调制不稳定性可在高双折射光纤的反常色散区发生,但在实验上更难以观察到这种现象[67]。原因在于这一区域还会发生5.1节中讨论的标量调制不稳定性,而且如果入射光沿主轴方向偏振,则标量调制不稳定性将占主导地位。在2005年的一个实验中,当入射光与主轴成45°角偏振时,可观察到清晰的矢量调制不稳定性迹象[69]。图6.11给出了当重复频率为2.5 kHz的3.55 ns脉冲(平均功率约为1 mW)入射到51 m长光纤中时,在光纤输出端观察到的频谱,其中光纤因双折射感应的微分群延迟为286 fs/m。在图6.11中看到的中央多峰结构归因于标量调制不稳定性,但最外面的两个峰是由矢量调制不稳定性产生的,这两个峰分别对应沿光纤快轴和慢轴正交偏振的情形,这是矢量调制不稳定性独有的特征。

1995年,在低双折射光纤中观察到了调制不稳定性[58]。实验用工作在647 nm波长的氪离子激光器发射的60 ps脉冲(峰值功率大于1 kW)作为入射脉冲,所用光纤仅几米长,将其缠绕在一直径较小的线轴上,用感应的应力来控制光纤的双折射。当入射脉冲沿慢轴偏振时,标志

着调制不稳定性发生的两个边带具有同样的偏振态,且沿快轴偏振。通过简单地改变线轴大小,边带间隔可以在大约 20 nm 范围内变化,因为更小的线轴直径会产生更大的应力感应双折射,从而产生更大的边带间隔。这一思想的一种变形是,将光纤缠在两个线轴上,可以得到双折射值沿光纤长度周期性变化的光纤[59]。这种周期变化可通过准相位匹配产生新的边带,与 5.1 节中讨论的色散和非线性的周期性变化类似。

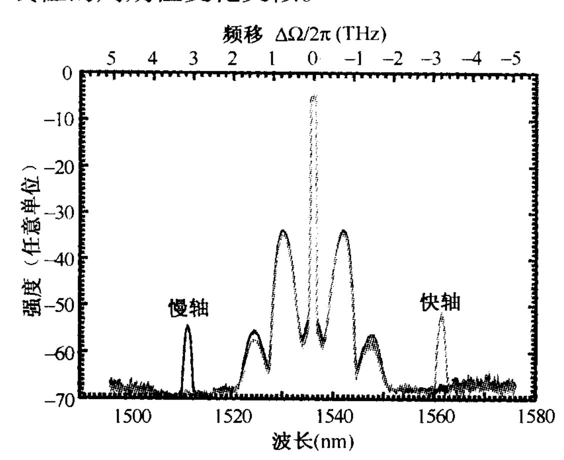


图 6.11 当泵浦光与主轴成 45°角偏振时,在 51 m 长高双折射光纤的输出端观察到的频谱边带,深线和浅线分别对应沿快轴和慢轴偏振,中央多峰结构是标量调制不稳定性造成的[69]

1998 年,利用泵浦-探测结构对低双折射光纤中的感应调制不稳定性进行了系统研究[61],探测光为调制不稳定性过程提供了种子注入。在一系列实验中,泵浦光由工作在 575 nm 附近的染料激光器提供,脉宽足够大(4 ns),因此可以实现准连续运转。泵浦-探测光的波长间隔可调,以便研究不同区域的调制不稳定性。在光纤拉制过程中,快速旋转预制棒,因此固有双折射的平均值为零。将光纤缠绕在直径为 14.5 cm 的线轴上,可以引入大小可控制的低双折射,实验测得拍长为 5.8 m,对应仅 10^{-7} 的模式双折射。对于这样的光纤,发生调制不稳定性的临界功率[见式(6.3.10)]估计为 70 W。

图 6.12 给出了在几种不同实验条件下测得的调制不稳定性边带。在所有情况下,泵浦功率为 112 W(1.6 P_{cr}),而探测功率保持为较低值(约为 1 W)。首先考虑泵浦光沿快轴偏振的情形(见图 6.12 中的上半图)。若泵浦-探测光间隔为 0.3 THz,则探测光频率落在调制不稳定性的增益谱带内(见图 6.9),结果泵浦光的频谱中出现一系列间隔为 0.3 THz 的边带;相反,若泵浦-探测光间隔为 1.2 THz,则探测光频率落在调制不稳定性的增益谱带外,不会发生调制不稳定性。当泵浦光沿慢轴偏振时(见图 6.12 中的下半图),情况正好相反,此时泵浦-探测光 0.3 THz 的失谐将使探测光频率落在增益谱带外;仅当泵浦-探测光的失谐为 1.2 THz 时,才能形成调制不稳定性边带。这些实验结果与前面给出的理论相符。在时域中,泵浦脉冲形成深度调制,这对应于重复频率在太赫兹范围的一个暗孤子序列[61]。当调制不稳定性在高双折射光纤中发生时,也会形成暗孤子[62]。如果回想到光纤在正常 GVD 区仅能支持暗孤子(见第 5 章),那么以上暗孤子的形成就不足为奇了。

在所有这些实验中,光纤双折射起重要作用。正如前面讨论过的,矢量调制不稳定性能在各向同性光纤($n_x = n_y$)中发生,这样其增益谱取决于入射连续光的偏振态。遗憾的是,制造无双折射的光纤比较困难,作为一种替代方法,已在双模光纤中观察到了调制不稳定性。在双模

光纤中,入射光激发功率近似相等的两个光纤模式(LP_{01} 和 LP_{11}),且这两个模式具有相同的群速度[60]。在 1999 年的一个实验中[63],通过以 25 cm 的曲率半径缠绕 50 m 长的"旋制"光纤,得到了近各向同性的光纤,其拍长约为 1 km,这意味着双折射小于 10^{-8}。因此,在 50 m 长度内,这种光纤几乎是各向同性的。当峰值功率为 120 W 的 230 ps 脉冲($\lambda = 1.06\ \mu m$)入射到光纤中时,观察到了调制不稳定性边带。当线偏振光的偏振角在 90°范围内变化时,记录到的频谱几乎相同。对于圆偏振光,边带消失。由于各向同性光纤没有优先方向,因此这一行为是预料之中的。而当入射光是椭圆偏振光时,频谱边带的强度随椭圆率变化,这也与理论相符。

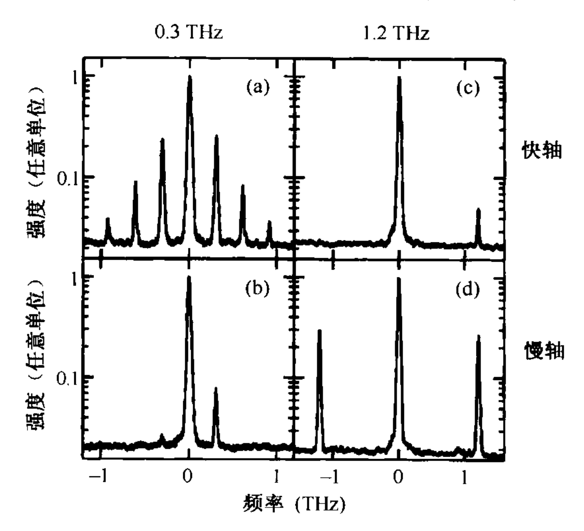


图 6.12 在低双折射光纤中观察到的调制不稳定性边带,泵浦光沿快轴(上半图)或慢轴(下半图)偏振,左列和右列的泵浦-探测光失谐分别是0.3 THz和1.2 THz[61]

6.5 双折射和孤子

第 5 章中对光孤子的讨论忽略了偏振效应,即暗含了假设光纤无双折射这一条件,给出的结果也适用于入射脉冲沿保偏光纤的某一主轴线偏振的高双折射光纤。本节将讨论入射脉冲与慢轴成一有限角度偏振时孤子的形成[70~84]。有两个重要问题:第一,在低双折射光纤中,孤子峰值功率可能超过发生偏振不稳定性的临界值[见式(6.3.10)],偏振不稳定性反过来有可能影响沿快轴线偏振入射的孤子;第二,在高双折射光纤中,两个正交偏振分量间的群速度失配可能使这两个分量在光纤中分开。本节就将讨论这两个问题。

6.5.1 低双折射光纤

首先考虑低双折射光纤的情形。由于这种光纤中的群速度失配相当小,可认为方程(6.1.11)和方程(6.1.12)中的 $\beta_{1x} \approx \beta_{1y}$,并且当用光场的圆偏振分量代替线偏振分量时,要用方程(6.1.15)和方程(6.1.16)。利用 5.2 节引入的孤子单位,可以得到以下形式的耦合 NLS 方程[70]:

$$i\frac{\partial u_+}{\partial \xi} + \frac{i}{2}\frac{\partial^2 u_+}{\partial \tau^2} + bu_- + (|u_+|^2 + 2|u_-|^2)u_+ = 0 \tag{6.5.1}$$

$$i\frac{\partial u_-}{\partial \xi} + \frac{i}{2}\frac{\partial^2 u_-}{\partial \tau^2} + bu_+ + (|u_-|^2 + 2|u_+|^2)u_- = 0 \tag{6.5.2}$$

式中,$b = (\Delta\beta) L_D/2$,光纤损耗忽略不计。归一化变量 ξ,τ 和 $u_\pm$ 定义为

$$\xi = z/L_D, \quad \tau = (t - \beta_1 z)/T_0, \quad u_\pm = (2\gamma L_D/3)^{1/2} A_\pm \tag{6.5.3}$$

式中,$L_D = T_0^2/|\beta_2|$是色散长度,T_0 是脉宽。这一方程组将 5.2 节中的标量 NLS 方程推广到适用于低双折射光纤的矢量情形,并可以利用 2.4 节中的分步傅里叶法数值求解。

数值结果表明,偏振不稳定性对孤子的影响与 6.2.3 节中讨论的连续光情形类似,如果非线性长度 L_{NL}大于偏振拍长 $L_B = 2\pi/\Delta\beta$,即使孤子沿快轴方向偏振,也能保持稳定。相反,如果 $L_{NL} \ll L_B$,则孤子沿慢轴方向偏振时能保持稳定,而沿快轴方向偏振时却不稳定。当 $L_{NL} \ll L_B$ 时,偏振方向靠近快轴发射的线偏振基阶孤子($N = 1$)的演化情况如下[70]:由于偏振不稳定性的作用,在几个孤子周期内大部分脉冲能量由快模转移到慢模中,同时部分能量被色散掉。脉冲能量在两个模之间来回交换几次,这一过程与弛豫振荡相似,然而大部分入射能量最终出现在沿慢轴偏振的类孤子脉冲中。高阶孤子的情况则有些不同,经过初始窄化阶段后,高阶孤子分裂成若干个基阶孤子,这一行为与 5.5 节中讨论的相似。然后部分能量转移到慢模上,最终产生一个脉宽比入射脉宽更窄的沿慢轴偏振的基阶孤子。

连续光的偏振不稳定性条件可用来得到有关孤子周期的一个条件。如果利用式 (6.3.10),则条件 $P_0 > P_{cr}$ 变为$(\Delta\beta) L_{NL} < \frac{2}{3}$,式中 $L_{NL} = (\gamma P_0)^{-1}$ 是非线性长度。用 $\Delta\beta = 2\pi/L_B$,$N^2 = L_D/L_{NL}$ 和 $z_0 = (\pi/2) L_D$,这一条件可以写成 $z_0 < N^2 L_B/6$,数值结果与这一条件相吻合[70]。对于低双折射光纤,典型的 L_B 约为 1 m,这样仅当 $z_0 \ll 1$ m 时,偏振不稳定性才影响基阶孤子($N = 1$),而实际中只有对飞秒脉冲($T_0 < 100$ fs)才能实现这样小的 z_0 值。

6.5.2 高双折射光纤

在高双折射光纤中,入射脉冲快分量和慢分量之间的群速度失配不可忽略。如果输入偏振角 θ 偏离 0°或 90°,这样的失配将使脉冲分裂成沿两个主轴偏振的两个分量。一个有趣的问题是,孤子是否也会发生这样的分裂行为?

通过数值求解方程(6.1.22)和方程(6.1.23)可以研究群速度失配效应。如果假设是反常色散($\beta_2 < 0$),并且用 5.2 节中的孤子单位,则方程(6.1.22)和方程(6.1.23)变为

$$i\left(\frac{\partial u}{\partial \xi} + \delta \frac{\partial u}{\partial \tau}\right) + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + (|u|^2 + B|v|^2)u = 0 \tag{6.5.4}$$

$$i\left(\frac{\partial v}{\partial \xi} - \delta \frac{\partial v}{\partial \tau}\right) + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} + (|v|^2 + B|u|^2)v = 0 \tag{6.5.5}$$

式中,u 和 v 分别是沿 x 轴和 y 轴线偏振的场分量的归一化振幅,并且

$$\delta = (\beta_{1x} - \beta_{1y})T_0/2|\beta_2| \tag{6.5.6}$$

它描述了两偏振分量间的群速度失配。归一化时间 $\tau = (t - \bar{\beta}_1 z)/T_0$,其中 $\bar{\beta}_1 = \frac{1}{2}(\beta_{1x} + \beta_{1y})$与平均群速度是逆相关的。为简单起见,忽略了光纤损耗,但也很容易将其包括在内。对于线性双折射光纤,XPM 耦合参量 $B = \frac{2}{3}$。

当输入脉冲以偏振角 θ(从慢轴度量)入射时,为解方程(6.5.4)和方程(6.5.5),输入脉冲应具有以下形式:

$$u(0,\tau) = N\cos\theta\,\mathrm{sech}(\tau) \qquad v(0,\tau) = N\sin\theta\,\mathrm{sech}(\tau) \tag{6.5.7}$$

式中,N 为孤子阶数。当不存在 XPM 耦合时,两偏振分量独自演化,并因群速度的不同彼此分

开。中心问题是这种行为是如何受 XPM 影响的。对于不同的 N,θ 和 δ 值,取 $B=2/3$,可以通过数值求解方程(6.5.4)和方程(6.5.5)回答这一问题[71~73]。

数值结果可概括如下:当两个模被同等地激发($\theta=45°$)时,如果 N 超过取决于 δ 的临界值 N_{th}(例如,当 $\delta=0.15$ 时 $N_{th}\approx0.7$,当 $\delta=0.5$ 时 $N_{th}\approx1$),则两分量仍被束缚在一起。作为一个实例,图 6.13 中的上面两个图给出了 $N=0.8$,$\delta=0.15$ 时,两个偏振分量在 $\xi=5\pi$ 处的振幅 $|u(\xi,\tau)|$ 和 $|v(\xi,\tau)|$ 及脉冲频谱。为了便于比较,图 6.13 中的下面两个图给出了忽略 XPM 感应耦合时($B=0$)得到的结果。图 6.13 清楚地表明,当 $B=2/3$ 时,两偏振分量被彼此捕获,并以几乎相同的速度运动,这种捕获行为是两个偏振分量在相反方向发生的频域位移的结果。对于更大的 δ 和更高的 N_{th},也可以观察到类似的行为。当 $\delta\approx1$ 时,阈值 N_{th} 超过 1.5。在这种情形下,即使 $N<N_{th}$,孤子也能形成,但两个分量以各自不同的群速度传输,最后完全分开。若 $N>N_{th}$,则两偏振分量彼此靠近,但它们之间的距离以振荡方式变化。

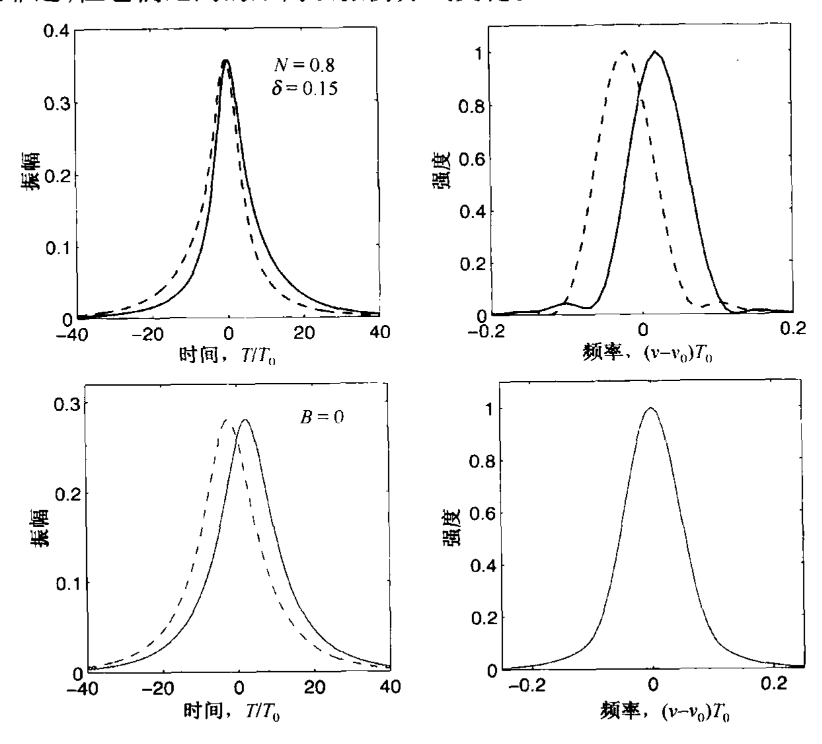


图 6.13 当 $\theta=45°$,$N=0.8$ 且 $\delta=0.15$ 时,两偏振分量 u(实线)和 v(虚线)在 $\xi=5\pi$ 处的时域和频域形状,下面两个图是两分量间没有XPM感应耦合时($B=0$)得到的结果

当 $\theta\neq45°$时,最初两个模的振幅不相等,在这种情形下,若 N 超过 N_{th},则会发生和 δ 值有关的性质不同的演化模式。图 6.14 是除了 θ 减小到 30°以使 u 分量占优势外,其余条件完全与图 6.13的条件相同时得到的结果。可以看出,当 $\delta=0.15$ 时,能量较小的脉冲看上去被能量较大的脉冲捕获,并且两脉冲一起运动;而对于更大的 δ 值,只是能量较小的脉冲的一部分能量被能量较大的脉冲捕获,剩下的能量在传输过程中被色散掉。对于 $\delta=0.5$ 和 $N=1.1$,这一情形如图 6.14 中的下面两个图所示,同时要注意脉冲频谱是如何受 XPM 感应耦合影响的。

图 6.14 所示的数值结果清楚地表明,在一定条件下,尽管两正交偏振孤子的模折射率不同[当忽略 XPM 感应耦合($B=0$)时,二者速度不同],它们仍以相同的群速度运动,这种现象称为孤子捕获(soliton trapping),由后面的讨论可以看到,它可用于光开关。孤子捕获的存在完全是

因为 XPM,当不考虑 XPM 项时,方程(6.5.4)和方程(6.5.5)是解耦合的,这意味着每个偏振分量因光纤双折射将以不同的群速度传输,而正是 XPM 感应的两个偏振分量间的非线性耦合,使两孤子以相同的群速度传输。从物理意义上讲,为达到这种时间上的同步,两孤子应在相反方向上位移载频。更明确地说,沿快轴的孤子要慢下来,而沿慢轴的孤子要快起来,从图 6.13 所示的强度波形所对应的脉冲频谱中确实发现了这样的位移。

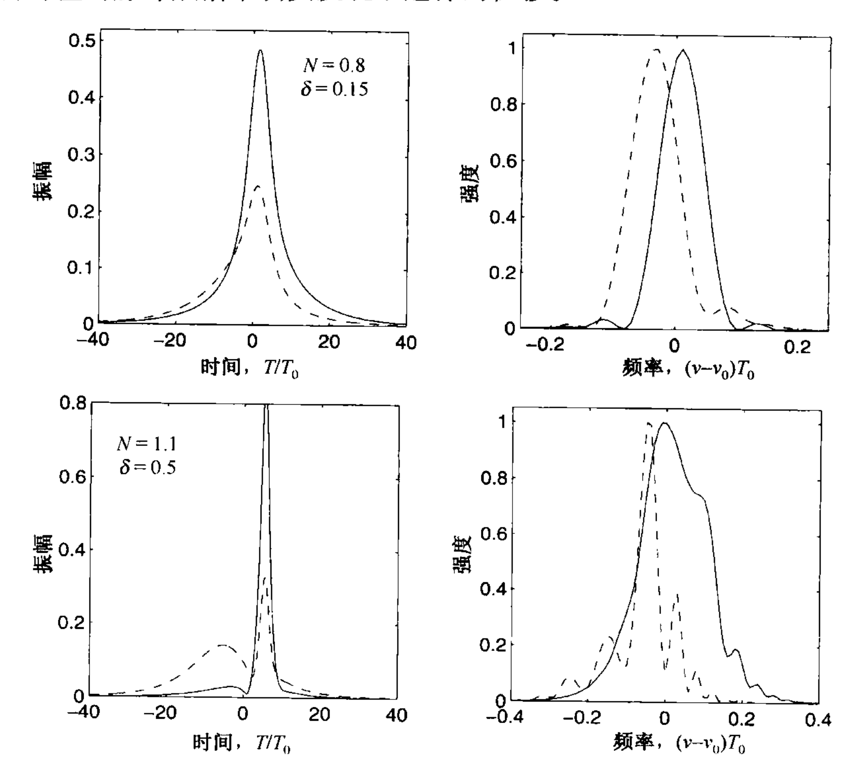


图 6.14 当 $\theta = 30°$, $N = 0.8$ 且 $\delta = 0.15$ 时,两偏振分量 u(实线)和 v(虚线)在 $\xi = 5\pi$ 处的时域和频域形状,下面两个图为 $N = 1.1$ 和 $\delta = 0.5$ 时得到的结果

因为孤子捕获需要 XPM 和线性双折射之间达到平衡,所以仅当入射脉冲的峰值功率或等价的孤子阶数 N 超过某一阈值 N_{th} 时才能发生,而 N_{th} 同时取决于偏振角 θ 和 δ。为近似求解方程(6.5.4)和方程(6.5.5)以得到 N_{th} 的解析表达式,人们已进行了各种尝试[75~83]。一个简单的方法是把 XPM 项处理成拉格朗日公式内的微扰。对于等振幅情形,选取式(6.5.7)中的 $\theta = 45°$,则孤子捕获的阈值为[75]

$$N_{th} = [2(1+B)]^{-1/2} + (3/8B)^{1/2}\delta \tag{6.5.8}$$

对于 $B = 2/3$,由式(6.5.8)所得到的值与 δ 值较小(小于 0.5)时的数值计算结果符合较好,而对于较大的 δ 值,阈值的一个很好近似[83]为 $N_{th} = [(1+3\delta^2)/(1+B)]^{1/2}$。

1989 年,在实验中首次观察到孤子捕获现象[85],该实验将从锁模色心激光器获得的 0.3 ps 脉冲入射到一段 20 m 长的单模光纤中,光纤模式双折射 $\Delta n \approx 2.4 \times 10^{-5}$,该值可导致 80 ps/km 的偏振色散。当取 $\delta = 0.517$ 时,孤子周期为 $z_0 = 3.45$ m。当偏振角为 45°时,测得两正交偏振分量的脉冲频谱间隔约为 1 THz。自相关迹表明,光纤输出端的两脉冲正如孤子捕获所预期的,在时间上同步。

6.5.3 孤子牵引逻辑门

双折射光纤中 XPM 互作用的一个重要应用是导致了全光、可级联及超快逻辑门的实现。1989 年,首次提出并证实了这一应用[86],从此人们在理论和实验两方面对这种逻辑门的性能进行了广泛的研究[87~97]。

光纤光学逻辑门的基本工作原理源自前面讨论过的孤子捕获这种非线性现象,可以理解如下:在数字逻辑中,对每个光脉冲都指定一个时隙,时隙宽度由时钟速率决定。如果一个信号脉冲与一个正交偏振的控制脉冲一起入射到光纤中,而且控制脉冲足够强,那么在碰撞过程中可以捕获这个信号脉冲。这样,由于 XPM 感应,两个脉冲的群速度发生变化,它们会被牵引到各自指定的时隙外。换句话说,光纤输入端有无信号脉冲决定了控制脉冲能否在指定的时隙内到达,这一时域位移构成了基本逻辑单元,并能完成非常复杂的逻辑操作。因为以孤子形式传输的控制脉冲通过 XPM 互作用被牵引到其时隙以外,所以此器件称为孤子牵引逻辑门。在网络结构中,输出信号脉冲可被丢弃,而控制脉冲成为下一个门的信号脉冲,因此开关可以采用级联方式。实际上,在网络中无论门的数目有多少,每个控制脉冲只能用于开关一次。

基于孤子捕获概念的各种逻辑门(如异或门、与门及或非门)都已在实验中得到验证[86~91]。实验使用工作在 1.685 μm 波长的锁模色心激光器产生的飞秒光脉冲(脉宽约为 300 fs),两正交偏振的信号和控制脉冲入射到高双折射光纤中。在或非门实验中,通过合理安排实验条件,使在没有信号脉冲时,控制脉冲到达 1 ps 宽的指定时隙(逻辑“1”状态);当出现一个或两个信号脉冲时,由于孤子牵引,控制脉冲位移 2~4 ps,错过了指定的时隙(逻辑“0”状态)。每个信号脉冲的能量为 5.8 pJ,控制脉冲在光纤输入端的能量是 54 pJ,而在输出端减小到 35 pJ,相对信号脉冲有 6 倍的能量增益。实验结果可以通过数值解方程(6.5.4)和方程(6.5.5)很好地解释[96]。自从 1989 年首次验证了这种逻辑门以来,现已取得了很大进展,并且已有人提出将孤子牵引逻辑门用于孤子环形网络[97]。

6.5.4 矢量孤子

孤子捕获现象说明,耦合非线性薛定谔方程也可具有精确的孤立波解,这种孤立波具有在双折射光纤中传输时其正交偏振分量的形状保持不变的特性,称其为矢量孤子(vector soliton),以强调输入脉冲即使不沿光纤主轴入射,在光纤中传输时不仅保持强度波形不变,而且偏振态也保持不变的事实[98]。一个更普遍的问题是,对于具有不同宽度和不同峰值功率的两个正交偏振脉冲,尽管存在 XPM 感应的非线性耦合,是否仍存在无畸变传输的条件?

下面考虑高双折射光纤的情形。为得到方程(6.5.4)和方程(6.5.5)的孤子解,通过如下变换:

$$u = \tilde{u}\exp(i\delta^2\xi/2 - i\delta\tau) \qquad v = \tilde{v}\exp(i\delta^2\xi/2 + i\delta\tau) \tag{6.5.9}$$

可使方程简化,所得方程与 δ 无关,可写为

$$i\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial \tau^2} + (|\tilde{u}|^2 + B|\tilde{v}|^2)\tilde{u} = 0 \tag{6.5.10}$$

$$i\frac{\partial \tilde{v}}{\partial \xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial \tau^2} + (|\tilde{v}|^2 + B|\tilde{u}|^2)\tilde{v} = 0 \tag{6.5.11}$$

当不存在 XPM 感应的耦合时($B = 0$),两个非线性薛定谔方程是解耦合的,并具有 5.2 节讨论的独立的孤子解。若 $B \neq 0$,则仅当参量 $B = 1$ 时,方程(6.5.10)和方程(6.5.11)才可用逆散射法求解。1973 年,Manakov 得到了这样的解[99],可以把解用最简单的形式写成

$$\tilde{u}(\xi,\tau)=\cos\theta\,\mathrm{sech}(\tau)\exp(i\xi/2) \tag{6.5.12}$$

$$\tilde{v}(\xi,\tau)=\sin\theta\,\mathrm{sech}(\tau)\exp(i\xi/2) \tag{6.5.13}$$

式中,θ 是一任意角度。与式(5.2.15)的比较表明,此解对应于一个矢量孤子,它在任何方面都与5.2节中的基阶孤子($N=1$)完全相同,θ 可视为偏振角。

由矢量孤子解预计,当一个 $N=1$ 的线偏振双曲正割脉冲以任意偏振角入射到双折射光纤中时,假如光纤双折射使 XPM 参量 $B=1$,则脉冲形状和偏振态均可保持不变。可是,正如在6.1节中所讨论的,除非光纤经过特殊设计,否则实际情况下 $B\neq1$,特别是对于线性双折射光纤,$B=2/3$。因此,在许多文章中[100~124],都对 $B\neq1$ 的情况下方程(6.5.10)和方程(6.5.11)的孤立波解进行了研究。从严格的数学意义上讲,这样的解不是孤子,可它表现出像孤子一样能保持形状不变的特性。

在等振幅的特殊情形下($\theta=45°$),方程(6.5.10)和方程(6.5.11)的孤立波解为[106]

$$\tilde{u}=\tilde{v}=\eta\,\mathrm{sech}[(1+B)^{1/2}\eta\tau]\exp[i(1+B)\eta^2\xi/2] \tag{6.5.14}$$

式中,η 表示孤子振幅。当 $B=0$ 时,此解简化为5.2节中的标量孤子;当 $B\neq0$ 时,它代表一个偏振方向与光纤主轴成45°角的矢量孤子。由于 XPM 互作用,矢量孤子比标量孤子窄 $(1+B)^{1/2}$ 倍。对于这种孤子,SPM 和 XPM 的联合作用补偿了光纤的群速度色散。同时,为补偿偏振模色散,两偏振分量的载频必须不同,这可通过将式(6.5.14)代入式(6.5.9)看出。设 $\eta=1$,可得到矢量孤子的标准形式为

$$u(\xi,\tau)=\mathrm{sech}[(1+B)^{1/2}\tau]\exp[i(1+B+\delta^2)\xi/2-i\delta\tau] \tag{6.5.15}$$

$$v(\xi,\tau)=\mathrm{sech}[(1+B)^{1/2}\tau]\exp[i(1+B+\delta^2)\xi/2+i\delta\tau] \tag{6.5.16}$$

$u(\xi,\tau)$ 和 $v(\xi,\tau)$ 的唯一区别是,最后一项包含 $\delta\tau$ 乘积的相位项的符号不同,这一符号的改变反映了孤子两个分量的载频的位移方向相反。

式(6.5.14)给出的解仅代表在不同近似条件下求解方程(6.1.19)和方程(6.1.20),在双折射光纤中发现的几种孤立波解中的一种。在其中一种解中[103],两分量不仅具有不对称的形状,而且还具有双峰结构;在另一种有趣的解中[104],两孤立波可形成束缚态,使偏振态在整个脉冲上不固定,而是随时间变化;在某些情形中[118],偏振态甚至沿光纤长度周期性地演化。20世纪90年代,还发现了其他几种孤立波解[114~124],对此感兴趣的读者可以参阅文献[98]。

与调制不稳定性的情形类似,人们可能会问,矢量孤子能否存在于无双折射的各向同性光纤中?在此情形下,应令方程(6.5.1)和方程(6.5.2)中的 $b=0$,同时若取 $B=2$,则这两个方程与方程(6.1.17)和方程(6.1.18)完全相同,唯一差别在于它们是以式(6.5.3)定义的圆偏振分量写成的。即使对于各向同性光纤,式(6.5.14)给出的矢量孤子也能存在,并且 $B=2$ 时可写为

$$u_+=u_-=\eta\,\mathrm{sech}(\sqrt{3}\eta\tau)\exp(3i\eta^2\xi/2) \tag{6.5.17}$$

它对应于线偏振脉冲,其电场矢量可以位于垂直于光纤轴的平面上的任何角度。另外,椭圆偏振孤子也能在各向同性光纤中存在,其偏振椭球以固定速率旋转[122]。对于这类孤子,偏振态沿整个脉冲并不是固定不变的。

6.6 随机双折射

正如在6.1节中提到的,除非使用保偏光纤,否则光纤中的模式双折射在大约10 m的长度尺度内是随机变化的。由于一般的光波系统所用光纤的双折射都是随机变化的,因此研究光脉

冲如何受光纤随机双折射变化的影响就变得十分重要。确实,当所谓的偏振模色散(polarization-mode dispersion,PMD)问题得到确认后,从1986年起,人们就对这一问题进行了广泛研究[125~131]。本节将重点讨论随机双折射效应。

6.6.1 偏振模色散

当连续光在双折射随机变化的光纤中传输时,通常是椭圆偏振的,而且在传输过程中偏振态沿光纤随机变化。从直觉上讲,这是显而易见的。而对于光脉冲的情形,同一脉冲不同部分的偏振态也可能不同,除非光脉冲以孤子形式传输。在光波系统中,通常不关心这种随机偏振变化,这是因为光接收机内部的光电探测器对入射光的偏振态是不敏感的(除非采用相干探测方案)。影响这种系统的不是随机偏振态本身,而是双折射随机变化感应的脉冲展宽,称为PMD感应脉冲展宽。

由于PMD具有统计特性,用解析方法处理PMD问题一般相当复杂。1986年,最早引入的一个简单模型是[125],将光纤分成许多段,在每一段中可以认为光纤双折射和主轴方位均保持不变,而在不同段之间是随机变化的。实际上,每一光纤段都可以视为一个相位片,并可以用琼斯矩阵表示[130]。这样,利用描述每一段光纤的单个琼斯矩阵相乘后得到的一个复合琼斯矩阵,就可以描述光脉冲的每一个频率分量在整个光纤中的传输。复合琼斯矩阵表明,任何光纤都存在两个主偏振态,脉冲沿这两个方向偏振时,尽管光纤双折射是随机变化的,但光纤输出端的偏振态对一阶PMD是频率无关的,这两个主偏振态与保偏光纤的慢轴和快轴相当。确实,对这两个主偏振态,微分群延迟ΔT(脉冲到达时间的相对时延)最大[127]。

主偏振态为计算ΔT的矩提供了一种简便算法[132]。PMD感应的脉冲展宽用ΔT的均方根(RMS)值来表征,通过对随机双折射变化取平均可得到该值。已有几种方法用来计算这一平均值,这些方法采用了不同的模型[133~136]。已经证明,方差$\sigma_T^2 \equiv \langle(\Delta T)^2\rangle$在所有情形下都是相同的,并由下式给出[137]:

$$\sigma_T^2(z) = 2(\Delta\beta_1)^2 l_c^2[\exp(-z/l_c) + z/l_c - 1] \tag{6.6.1}$$

式中,本征模色散$\Delta\beta_1 = \mathrm{d}(\Delta\beta)/\mathrm{d}\omega$与沿两主偏振态的群速度的差有关;参量$l_c$是相关长度,定义为两偏振分量能保持相关的长度,典型值约为10 m。

对满足$z \ll l_c$的短距离情形,由式(6.6.1)可知$\sigma_T = (\Delta\beta_1)z$,这和保偏光纤的预期值一致;若距离$z > 1$ km,利用$z \gg l_c$可较好地估计脉冲展宽。对于长度为L的光纤,σ_T近似为

$$\sigma_T \approx \Delta\beta_1\sqrt{2l_cL} \equiv D_p\sqrt{L} \tag{6.6.2}$$

式中,D_p是PMD参量,D_p的测量值因光纤而异,一般在0.1~2 ps/$\sqrt{\mathrm{km}}$范围内[138],目前设计的低PMD光纤的D_p值可以小到0.05 ps/$\sqrt{\mathrm{km}}$[126]。由于式(6.6.2)中的σ_T和$\sqrt{L}$成正比,PMD感应的脉冲展宽与GVD感应的展宽相比小得多。如果利用典型值$D_p = 0.1$ ps/$\sqrt{\mathrm{km}}$,则对于长约100 km的光纤,σ_T约为1 ps,对10 ps以上的脉宽可以忽略。然而,对于长距离、高比特率光波系统而言,PMD将成为一个限制因素。

在实际应用中,还要考虑其他几个因素。在推导式(6.6.1)时,假定光纤链路无偏振相关损耗或增益,而偏振相关损耗会显著改变PMD效应[139~146]。类似地,对于D_p值相对较小的光纤,必须考虑二阶PMD效应。这种效应将导致光脉冲的附加畸变,人们已对其进行了研究[129]。

6.6.2 NLS 方程的矢量形式

正如前面所提到的,由于光纤双折射的随机变化,脉冲的偏振态沿脉冲一般是不同的,同时 PMD 将导致脉冲展宽。为了研究这些效应,需要将 6.1 节中推导的耦合 NLS 方程(6.1.11)和方程(6.1.12)推广到双折射沿光纤长度随机变化的情形。将这两个方程用下面定义的归一化振幅 u 和 v 表示会更方便:

$$u = A_x\sqrt{\gamma L_D}\,e^{i\Delta\beta z/2} \qquad v = A_y\sqrt{\gamma L_D}\,e^{-i\Delta\beta z/2} \tag{6.6.3}$$

若采用孤子单位,并引入归一化的长度和时间

$$\xi = z/L_D \qquad \tau = (t-\bar{\beta}_1 z)/T_0 \tag{6.6.4}$$

式中,$\bar{\beta}_1 = \frac{1}{2}(\beta_{1x}+\beta_{1y})$,则方程(6.1.11)和方程(6.1.12)可以采用以下形式表示:

$$i\left(\frac{\partial u}{\partial \xi}+\delta\frac{\partial u}{\partial \tau}\right)+bu+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+\left(|u|^2+\frac{2}{3}|v|^2\right)u+\frac{1}{3}v^2u^*=0 \tag{6.6.5}$$

$$i\left(\frac{\partial v}{\partial \xi}-\delta\frac{\partial v}{\partial \tau}\right)-bv+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2}+\left(|v|^2+\frac{2}{3}|u|^2\right)v+\frac{1}{3}u^2v^*=0 \tag{6.6.6}$$

式中

$$b = \frac{T_0^2(\Delta\beta)}{2|\beta_2|} \qquad \delta = \frac{T_0}{|\beta_2|}\frac{d(\Delta\beta)}{d\omega} \tag{6.6.7}$$

由于双折射 $\Delta\beta \equiv \beta_{0x}-\beta_{0y}$ 的随机起伏,δ 和 b 均沿光纤随机变化。

利用琼斯矩阵,方程(6.6.5)和方程(6.6.6)可以写成更紧凑的形式,为此引入琼斯(Jones)矢量 $|U\rangle$ 和泡利(Pauli)矩阵[130]

$$|U\rangle = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \qquad \sigma_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \qquad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \qquad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \tag{6.6.8}$$

利用琼斯矢量 $|U\rangle$,耦合 NLS 方程变为[148]

$$i\frac{\partial|U\rangle}{\partial\xi}+\sigma_1\left(b|U\rangle+i\delta\frac{\partial|U\rangle}{\partial\tau}\right)+\frac{1}{2}\frac{\partial^2|U\rangle}{\partial\tau^2}+s_0|U\rangle-\frac{1}{3}s_3\sigma_3|U\rangle=0 \tag{6.6.9}$$

式中,斯托克斯参量定义为[130]

$$s_0 = \langle U|U\rangle = |u|^2+|v|^2 \qquad s_1 = \langle U|\sigma_1|U\rangle = |u|^2-|v|^2 \tag{6.6.10}$$

$$s_2 = \langle U|\sigma_2|U\rangle = 2\,\mathrm{Re}(u^*v) \qquad s_3 = \langle U|\sigma_3|U\rangle = 2\,\mathrm{Im}(u^*v) \tag{6.6.11}$$

这些斯托克斯参量与 6.3.2 节中引入的描述邦加球上连续光的偏振态的参量类似,主要区别是,此处的斯托克斯参量与时间有关,并且描述的是脉冲的偏振态。通过对时间积分 $S_j = \int_{-\infty}^{+\infty} s_j(t)\,dt\,(j=0\sim3)$,可以简化成 6.3.2 节中的参量。

在推导方程(6.6.9)的过程中,假设光纤双折射是一个常量。由于主轴自身沿光纤以随机方式旋转,因此只将该方程中的参量 δ 和 b 处理成随机变量是不够的。为了将这种随机旋转考虑在内,在数值模拟中一般将光纤分成许多段,每段光纤长 l_c 或更短,同时在每段光纤末端通过变换 $|U'\rangle = \mathscr{R}|U\rangle$ 旋转琼斯矢量,其中 $\mathscr{R}$ 是旋转矩阵,其形式为

$$\mathscr{R}=\begin{pmatrix}\cos\theta & \sin\theta e^{i\phi}\\ -\sin\theta e^{-i\phi} & \cos\theta\end{pmatrix} \tag{6.6.12}$$

式中，两随机变量 θ 和ϕ分别均匀分布在$[-\pi,\pi]$和$[-\pi/2,\pi/2]$范围内。当然，由于 $\Delta\beta$ 的随机性，b 和δ 在段与段之间也是随机变化的。在一个简单但又比较精确的模型中，将 $\Delta\beta$ 处理成高斯随机过程，其一阶和二阶矩分别为

$$\overline{\Delta\beta(z)}=0 \qquad \overline{\Delta\beta(z)\Delta\beta(z')}=\sigma_\beta^2\exp(-|z-z'|/l_c) \tag{6.6.13}$$

式中，σ_β^2 是方差，l_c 是双折射起伏的相关长度。

6.6.3 PMD 对孤子的影响

当不考虑非线性效应或对于低能量脉冲的情形，可以忽略方程(6.6.9)中的最后两项，由此得到的线性方程通常在频域内求解，以研究 PMD 是如何影响光脉冲的[127~131]。对于以孤子形式在光纤反常 GVD 区传输的脉冲，不能在频域内求解，因为非线性效应对孤子是绝对必要的。一个有趣的问题是，XPM 感应的耦合是如何改变双折射感应的 PMD 效应的？人们对这个问题已经进行了广泛研究，其中主要集中在长途光波系统中[147~165]。

在常量双折射情形下，从 6.5 节中可以看到，孤子的两正交偏振分量能够以相同的速度传输，尽管在功率较低时它们有不同的群速度。孤子是通过适当位移其载频来实现这种同步的，因此不难想象，孤子要通过同样机制来避免出现分裂和 PMD 感应的脉冲展宽。基于方程(6.1.11)和方程(6.1.12)的数值模拟表明[147]，只要 PMD 参量足够小，满足条件 $D_p<0.3\sqrt{|\beta_2|}$，情况的确如此。由于孤子的类粒子本性，它们抗随机变化的能力看起来相当强。

与连续光情形相同，三个分量分别为 s_1，s_2 和 s_3 的斯托克斯矢量在半径为 s_0 的邦加球面上运动，因此当光纤双折射随机变化时，斯托克斯矢量的末端在邦加球面上随机移动。重要的是，这种运动能够覆盖整个邦加球面的长度尺度，且能反映这一长度与色散长度相比如何。为回答这一问题，应从与孤子周期(或色散长度)相比，参量 b 随机变化的长度尺度这方面来考虑。

对于大部分光纤，b 的随机变化发生在约 10 m 的长度尺度上。由于它仅影响 u 和 v 的相位，显然这种变化不会影响 s_1，结果斯托克斯矢量绕 s_1 轴快速旋转。相反，光纤双折射轴取向的变化不会影响 s_3，这样斯托克斯矢量绕 s_3 轴旋转。这两种旋转的结合迫使斯托克斯矢量在约 1 km 的长度尺度上覆盖整个邦加球面。由于这个长度一般比色散长度短得多，故双折射的随机变化不会对孤子参量有太大影响，这与利用光放大器对光纤损耗周期性地补偿时产生的能量变化的情形类似(见 5.4 节)，因此可以采用类似的方法对方程(6.6.9)中的随机双折射变化取平均。方程(6.6.9)中的最后一项要求对 $s_3\sigma_3|U\rangle$取平均，如果利用恒等式$|U\rangle\langle U|=s_1\sigma_1+s_2\sigma_2+s_3\sigma_3$，可得到这一平均值[130]为 $s_0|U\rangle/3$。

由式(6.6.7)和式(6.6.13)可知，$\bar{b}=0$，含 σ_1 的两项沿光纤长度经常改变符号。如果只保留到一阶项，对双折射起伏求平均，则方程(6.6.9)简化为

$$i\frac{\partial|U\rangle}{\partial\xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2|U\rangle}{\partial\tau^2}+\frac{8}{9}s_0|U\rangle=0 \tag{6.6.14}$$

系数$\frac{8}{9}$可吸收到$|U\rangle$的归一化系数中去，相当于减小了非线性参量 γ，或增大了入射峰值功率 P_0。利用式(6.6.10)中的 $s_0=|u|^2+|v|^2$，方程(6.6.14)可用两个分量 u 和 v 写成

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+(|u|^2+|v|^2)u=0 \tag{6.6.15}$$

$$i\frac{\partial v}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2}+(|v|^2+|u|^2)v=0 \tag{6.6.16}$$

正如在6.5.3节中所讨论的,用逆散射法可以对这一组耦合NLS方程积分[99],方程具有式(6.5.12)和式(6.5.13)给出的基阶矢量孤子形式的解。此解表明,尽管随机双折射沿光纤变化,但平均起来看,基阶孤子仍能沿整个脉冲保持同样的偏振态。这是一个重大成果,它表明孤子确实具有类粒子本性。确实,孤子沿整个脉冲保持同样的偏振态,能承受住光纤双折射微小的随机变化[147]。基于方程(6.6.5)和方程(6.6.6)的大量数值模拟证明,即使在用光放大器周期性地补偿光纤损耗时,孤子也可以在很长的光纤中近似保持同样的偏振态[148]。

必须着重指出,与方程(6.6.15)和方程(6.6.16)相联系的矢量孤子代表着一种平均行为,矢量孤子的5个参量(振幅、频率、位置、相位和偏振角),一般会因随机双折射的变化沿光纤长度方向产生起伏。微扰理论可以用于研究双折射感应的孤子参量的变化[149~153],这与5.4节中用于研究标量孤子的微扰理论类似。例如,由于随机双折射产生的扰动,孤子振幅将减小,而宽度将增大。孤子展宽与色散波(连续辐射)的产生和由此引起的能量损耗有关。微扰理论还可以用于研究两正交偏振孤子的互作用[154]和定时抖动[156],当放大器感应孤子偏振态出现起伏时,就会产生定时抖动。

从实际的角度讲,孤子偏振的均匀性对偏振复用有用。在此方案中,两正交偏振的比特流在时间上交错,如果交替出现的脉冲以孤子形式传输,而且最初是正交偏振的,那么就能将这种正交状态保持下去。偏振复用使孤子间隔可以变得更小(导致更高比特率),因为相邻孤子正交偏振时,其互作用减小。然而,大量数值模拟表明,仅当PMD参量 D_p 的值相对较小时,偏振复用技术才能在实际中应用[155];当 D_p 的值较大时,从整体上讲,同偏振的孤子可以提供更好的系统性能。

为量化同偏振的孤子抗PMD的能力,在对方程(6.6.9)中最后的非线性项取平均时,必须保留双折射项。于是,必须求解下面的微扰矢量NLS方程:

$$i\frac{\partial|U\rangle}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2|U\rangle}{\partial \tau^2}+\frac{8}{9}s_0|U\rangle=-i\sigma_1\left(b|U\rangle+i\delta\frac{\partial|U\rangle}{\partial \tau}\right) \tag{6.6.17}$$

式中,考虑到光纤内的孤子经历的双折射感应相移和微分群延迟(differential group delay, DGD),分别引入随机变量 b 和 δ。该方程可以数值求解,也可以利用微扰法近似解析求解[158~165]。结果可以总结如下:当矢量孤子在光纤中传输时,它以色散波的形式流失一部分能量,其位置也以随机方式移动;能量损耗和峰值位置抖动是通过孤子的平均展宽表现出来的。

正如预期的那样,光纤中任意一点的脉冲宽度取决于双折射沿光纤的统计分布。由于实际光纤中的双折射不是静态分布的,而是随环境因素(如应力和温度)变化的,因此脉冲宽度也随时间起伏。基于这个原因,PMD效应通常通过脉冲的平均均方根宽度来量化。微扰理论表明,对于长度为 L 的光纤,孤子均方根宽度为[162]

$$\sigma_s^2=\sigma_0^2+(\pi^2/108)\sigma_T^2 \tag{6.6.18}$$

式中,σ_T 的定义见式(6.6.4),与线性情形($\gamma=0$)比较后表明,孤子情形下的脉冲展宽大大降低了。

基于方程(6.6.17)的数值模拟结果证实了这一预见。图6.15给出了PMD感应的脉冲展宽随光纤长度的变化曲线,其中光纤的PMD参量 $D_p=0.2\ \text{ps}/\sqrt{\text{km}}$,平均微分群延迟为4.5 ps,相

关长度 $l_c = 0.5$ km,色散参量 $D = 0.1 \sim 1$ ps/(km·nm)。半极大全宽度为 5 ps 的脉冲以足够的峰值功率入射,以形成基阶孤子。图 6.15 中的曲线代表 1000 次循环的平均结果[162],为便于比较,最上面的曲线给出了线性情形下的结果。显然,对于孤子而言,脉冲展宽减小了,但展宽量取决于参量 D。对于 $D > 0.5$ ps/(km·nm),数值结果和式(6.6.18)给出的解析结果吻合较好。而对于较小的 D 值,群速度色散如此之小,即使对于孤子情形,双折射效应也开始占主导地位。对于色散管理孤子,也有类似的结果[159]。在这种情形下,PMD 感应的脉冲展宽取决于色散图强度,对于强色散图[162],脉冲展宽比式(6.6.18)预期的小。

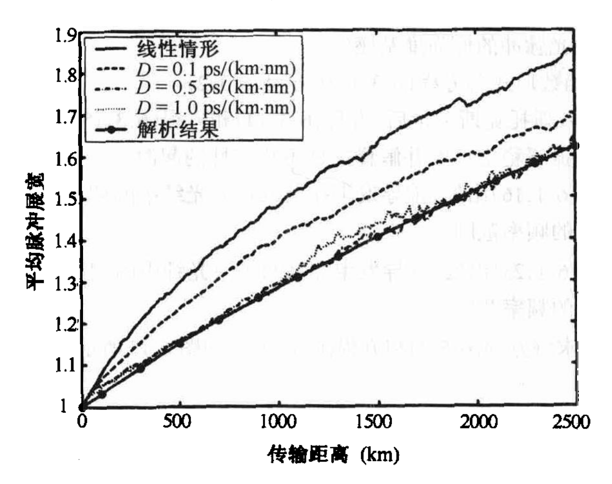


图 6.15 PMD 感应的脉冲展宽随光纤长度的变化关系,为便于比较,最上面的实线给出了线性情形下的结果,带点实线是解析解预期的结果[162]

无论是对于传统孤子还是色散管理孤子,都已经在实验中观察到 PMD 效应对它们的影响[161]。实验结果表明,无论是在线性传输区还是在非线性传输区,光纤输出端的脉冲宽度都随时间起伏,但对于孤子而言,脉冲宽度的起伏范围大大减小了。如图 6.16 所示,这一起伏范围取决于 DGD 的瞬时值,尽管对于线性脉冲,脉宽起伏范围随 DGD 的增加而增大,但对于孤子来说它几乎保持为一个常数。正是这个特性表明,孤子具有抗双折射起伏的能力。必须强调的是,由于脉宽起伏的统计分布远不是高斯形的,因此用它的平均值和均方根值来量化图 6.16 中的数据是不充分的。曾用过一种集合变数法来寻找脉宽起伏的概率密度函数的解析表达式[163],结果表明,XPM 感应的孤子两正交分量间的耦合能使宽度分布大幅度窄下来。

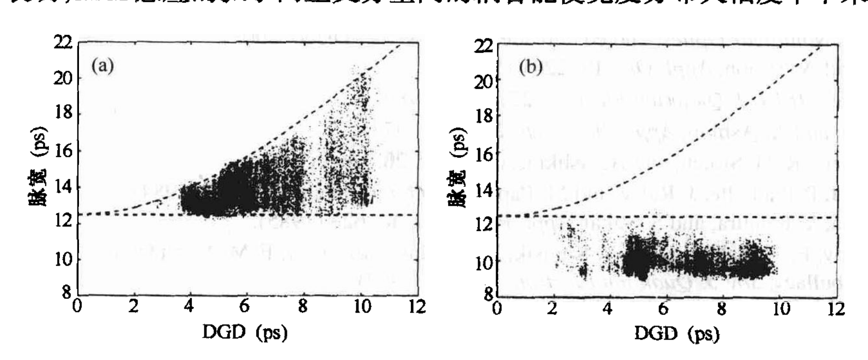


图 6.16 在(a) 线性传输区和(b) 非线性传输区,PMD 感应的脉冲展宽起伏随DGD的变化,点线给出了线性情形下的起伏范围[161]

习题

6.1 推导出光束在高双折射光纤内传输时,折射率非线性部分的表达式。

6.2 证明利用方程(6.1.11)和方程(6.1.12)确实可以得到方程(6.1.15)和方程(6.1.16)。

6.3 证明峰值功率为 P_0 的连续光(CW)以偏振角 θ 在长为 L 的高双折射光纤中传输时,两线偏振分量的相对相移为 $\Delta\phi_{NL}=(\gamma P_0 L/3)\cos(2\theta)$,光纤损耗不计。

6.4 说明克尔光闸的工作原理,当光纤用做克尔介质时,是什么因素限制了此光闸的响应时间。

6.5 如何用光纤双折射消除光脉冲的低强度基座?

6.6 参考文献[45],用椭圆函数形式解方程(6.3.1)和方程(6.3.2)。

6.7 证明通过式(6.3.16)引入斯托克斯参量后,方程(6.3.14)和方程(6.3.15)可以写成方程(6.3.19)的形式。

6.8 何谓双折射光纤中的偏振不稳定性?并解释这种不稳定性的起源。

6.9 从方程(6.1.15)和方程(6.1.16)出发,推导发生在低双折射光纤中的调制不稳定性的色散关系 $K(\Omega)$,并讨论 $\beta_2>0$ 时增益存在的频率范围。

6.10 从方程(6.1.22)和方程(6.1.23)出发,推导发生在高双折射光纤中的调制不稳定性的色散关系 $K(\Omega)$,并讨论 $\beta_2>0$ 时增益存在的频率范围。

6.11 利用分步傅里叶法数值求解方程(6.5.4)和方程(6.5.5),再现图 6.13 所示的结果,并验证 $\delta=0.2$ 和 $B=2/3$ 时式(6.5.8)的准确性。

6.12 用直接代入法证明式(6.5.14)给出的解满足方程(6.5.4)和方程(6.5.5)。

6.13 解释孤子牵引逻辑门的工作原理,用这种技术怎样设计一个或非门?

6.14 说明光纤中 PMD 的起因,为什么 PMD 会引起脉冲展宽?对于孤子,是否会发生 PMD 感应的展宽?

参考文献

[1] P. D. Maker, R. W. Terhune, and C. M. Savage, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 507 (1964).
[2] G. Mayer and F. Gires, *Compt. Rend. Acad. Sci.* **258**, 2039 (1964).
[3] P. D. Maker and R. W. Terhune, *Phys. Rev. A* **137**, A801 (1965).
[4] M. A. Duguay and J. W. Hansen, *Appl. Phys. Lett.* **15**, 192 (1969).
[5] A. Owyoung, R. W. Hellwarth, and N. George, *Phys. Rev. B* **5**, 628 (1972).
[6] M. A. Duguay, in *Progress in Optics*, Vol. 14, E. Wolf, Ed. (North-Holland, Amsterdam, 1976), Chap. 4.
[7] R. W. Hellwarth, *Prog. Quantum Electron.* **5**, 1 (1977).
[8] N. G. Phu-Xuan and G. Rivoire, *Opt. Acta* **25**, 233 (1978).
[9] Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics* (Wiley, New York, 1984).
[10] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 2nd ed. (Academic Press, San Diego, 2003).
[11] R. Ulrich and A. Simon, *Appl. Opt.* **18**, 2241 (1979).
[12] C. R. Menyuk, *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 2674 (1989).
[13] R. H. Stolen and A. Ashkin, *Appl. Phys. Lett.* **22**, 294 (1973).
[14] J. M. Dziedzic, R. H. Stolen, and A. Ashkin, *Appl. Opt.* **20**, 1403 (1981).
[15] J. L. Aryal, J. P. Pocholle, J. Raffy, and M. Papuchon, *Opt. Commun.* **49**, 405 (1984).
[16] K. Kitayama, Y. Kimura, and S. Sakai, *Appl. Phys. Lett.* **46**, 623 (1985).
[17] E. M. Dianov, E. A. Zakhidov, A. Y. Karasik, M. A. Kasymdzhanov, F. M. Mirtadzhiev, A. M. Prokhorov, and P. K. Khabibullaev, *Sov. J. Quantum Electron.* **17**, 517 (1987).
[18] T. Morioka, M. Saruwatari, and A. Takada, *Electron. Lett.* **23**, 453 (1987).
[19] K. C. Byron, *Electron. Lett.* **23**, 1324 (1987).
[20] T. Morioka and M. Saruwatari, *Electron. Lett.* **23**, 1330 (1987); *IEEE J. Sel. Areas Commun.* **6**, 1186 (1988).

[21] I. H. White, R. V. Penty, and R. E. Epworth, *Electron. Lett.* **24**, 340 (1988).
[22] M. Asobe, T. Kanamori, and K. Kubodera, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, 362 (1992); *IEEE J. Quantum Electron.* **29**, 2325 (1993).
[23] M. Asobe, H. Kobayashi, H. Itoh, and T. Kanamori, *Opt. Lett.* **18**, 1056 (1993).
[24] M. Asobe, *Opt. Fiber Technol.* **3**, 142 (1997).
[25] J. H. Lee, K. Kikuchi, T. Nagashima, T. Hasegawa, S. Ohara, and N. Sugimoto, *Opt. Express* **13**, 3144 (2005).
[26] R. H. Stolen, J. Botineau, and A. Ashkin, *Opt. Lett.* **7**, 512 (1982).
[27] B. Nikolaus, D. Grischkowsky, and A. C. Balant, *Opt. Lett.* **8**, 189 (1983).
[28] N. J. Halas and D. Grischkowsky, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 823 (1986).
[29] K. Kitayama, Y. Kimura, and S. Seikai, *Appl. Phys. Lett.* **46**, 317 (1985); *Appl. Phys. Lett.* **46**, 623 (1985).
[30] K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus, L. E. Nelson, *Opt. Lett.* **18**, 1080 (1993).
[31] H. G. Winful, *Appl. Phys. Lett.* **47**, 213 (1985).
[32] B. Crosignani and P. Di Porto, *Opt. Acta* **32**, 1251 (1985).
[33] B. Daino, G. Gregori, and S. Wabnitz, *Opt. Lett.* **11**, 42 (1986).
[34] H. G. Winful, *Opt. Lett.* **11**, 33 (1986).
[35] G. Gregori and S. Wabnitz, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 600 (1986).
[36] F. Matera and S. Wabnitz, *Opt. Lett.* **11**, 467 (1986).
[37] S. Trillo, S. Wabnitz, R. H. Stolen, G. Assanto, C. T. Seaton, and G. I. Stegeman, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 1224 (1986).
[38] A. Vatarescu, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 61 (1986).
[39] S. Wabnitz, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1415 (1987).
[40] A. Mecozzi, S. Trillo, S. Wabnitz, and B. Daino, *Opt. Lett.* **12**, 275 (1987).
[41] Y. Kimura and M. Nakazawa, *Jpn. J. Appl. Phys.* **2**, 1503 (1987).
[42] E. Caglioti, S. Trillo, and S. Wabnitz, *Opt. Lett.* **12**, 1044 (1987).
[43] S. Trillo, S. Wabnitz, E. M. Wright, and G. I. Stegeman, *Opt. Commun.* **70**, 166 (1989).
[44] S. F. Feldman, D. A. Weinberger, and H. G. Winful, *Opt. Lett.* **15**, 311 (1990).
[45] S. F. Feldman, D. A. Weinberger, and H. G. Winful, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1191 (1993).
[46] P. Ferro, S. Trillo, and S. Wabnitz, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 2782 (1994); *Electron. Lett.* **30**, 1616 (1994).
[47] N. N. Akhmediev and J. M. Soto-Crespo, *Phys. Rev. E* **49**, 5742 (1994).
[48] Y. Barad and Y. Silberberg, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3290 (1997).
[49] A. L. Berkhoer and V. E. Zakharov, *Sov. Phys. JETP* **31**, 486 (1970).
[50] S. Wabnitz, *Phys. Rev. A* **38**, 2018 (1988).
[51] S. Trillo and S. Wabnitz, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 238 (1989).
[52] J. E. Rothenberg, *Phys. Rev. A* **42**, 682 (1990).
[53] P. D. Drummond, T. A. B. Kennedy, J. M. Dudley, R. Leonhardt, and J. D. Harvey, *Opt. Commun.* **78**, 137 (1990).
[54] J. E. Rothenberg, *Opt. Lett.* **16**, 18 (1991).
[55] W. Huang and J. Hong, *J. Lightwave Technol.* **10**, 156 (1992).
[56] J. Hong and W. Huang, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 1838 (1992).
[57] M. Haelterman and A. P. Sheppard, *Phys. Rev. E* **49**, 3389 (1994).
[58] S. G. Murdoch, R. Leonhardt, and J. D. Harvey, *Opt. Lett.* **20**, 866 (1995).
[59] S. G. Murdoch, M. D. Thomson, R. Leonhardt, and J. D. Harvey, *Opt. Lett.* **22**, 682 (1997).
[60] G. Millot, S. Pitois, P. Tchofo Dinda, M. Haelterman, *Opt. Lett.* **22**, 1686 (1997).
[61] G. Millot, E. Seve, S. Wabnitz, M. Haelterman, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 1266 (1998).
[62] E. Seve, G. Millot, and S. Wabnitz, *Opt. Lett.* **23**, 1829 (1998).
[63] P. Kockaert, M. Haelterman, S. Pitois, and G. Millot, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2873 (1999).
[64] E. Seve, G. Millot, and S. Trillo, *Phys. Rev. E* **61**, 3139 (2000).
[65] T. Tanemura abd K. Kikuchi, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 2502 (2003).
[66] F. Biancalana and D. V. Skryabin, *J. Opt. A* **6**, 301 (2004).
[67] B. Kibler, C. Billet, J. M. Dudley, R. S. Windeler, and G. Millot, *Opt. Lett.* **29**, 1903 (2004).
[68] E. Brainis, D. Amans, and S. Massar, *Phys. Rev. A* **71**, 023808 (2005).
[69] D. Amans, E. Brainis, M. Haelterman, P. Emplit, and S. Massar, *Opt. Lett.* **30**, 1051 (2005).

[70] K. J. Blow, N. J. Doran, and D. Wood, *Opt. Lett.* **12**, 202 (1987).
[71] C. R. Menyuk, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 174 (1987).
[72] C. R. Menyuk, *Opt. Lett.* **12**, 614 (1987).
[73] C. R. Menyuk, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 392 (1988).
[74] A. D. Boardman and G. S. Cooper, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 403 (1988); *J. Mod. Opt.* **35**, 407 (1988).
[75] Y. S. Kivshar, *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 2204 (1990).
[76] R. J. Dowling, *Phys. Rev. A* **42**, 5553 (1990).
[77] B. A. Malomed, *Phys. Rev. A* **43**, 410 (1991).
[78] D. Anderson, Y. S. Kivshar, and M. Lisak, *Physica Scripta* **43**, 273 (1991).
[79] B. A. Malomed and S. Wabnitz, *Opt. Lett.* **16**, 1388 (1991).
[80] N. A. Kostov and I. M. Uzunov, *Opt. Commun.* **89**, 389 (1991).
[81] V. K. Mesentsev and S. K. Turitsyn, *Opt. Lett.* **17**, 1497 (1992).
[82] B. A. Malomed, *Phys. Rev. A* **43**, 41 (1991); *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 2075 (1992).
[83] X. D. Cao and C. J. McKinstrie, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1202 (1993).
[84] D. J. Kaup and B. A. Malomed, *Phys. Rev. A* **48**, 599 (1993).
[85] M. N. Islam, C. D. Poole, and J. P. Gordon, *Opt. Lett.* **14**, 1011 (1989).
[86] M. N. Islam, *Opt. Lett.* **14**, 1257 (1989); *Opt. Lett.* **15**, 417 (1990).
[87] M. N. Islam, C. E. Soccolich, and D. A. B. Miller, *Opt. Lett.* **15**, 909 (1990).
[88] M. N. Islam, C. E. Soccolich, C.-J. Chen, K. S. Kim. J. R. Simpson, and U. C. Paek, *Electron. Lett.* **27**, 130 (1991).
[89] M. N. Islam and J. R. Sauer, *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 843 (1991).
[90] M. N. Islam, C. R. Menyuk, C.-J. Chen, and C. E. Soccolich, *Opt. Lett.* **16**, 214 (1991).
[91] M. N. Islam, *Ultrafast Fiber Switching Devices and Systems* (Cambridge University Press, Cambridge, UK 1992).
[92] C.-J. Chen, P. K. A. Wai, and C. R. Menyuk, *Opt. Lett.* **15**, 477 (1990).
[93] C. R. Menyuk, M. N. Islam, and J. P. Gordon, *Opt. Lett.* **16**, 566 (1991).
[94] C.-J. Chen, C. R. Menyuk, M. N. Islam, and R. H. Stolen, *Opt. Lett.* **16**, 1647 (1991).
[95] M. W. Chbat, B. Hong, M. N. Islam, C. E. Soccolich, and P. R. Prucnal, *J. Lightwave Technol.* **12**, 2011 (1992).
[96] Q. Wang, P. K. A. Wai, C.-J. Chen, and C. R. Menyuk, *Opt. Lett.* **17**, 1265 (1992); *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 2030 (1993).
[97] J. R. Sauer, M. N. Islam, and S. P. Dijali, *J. Lightwave Technol.* **11**, 2182 (1994).
[98] Y. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals* (Academic Press, San Diego, CA, 2003), Chap. 9
[99] S. V. Manakov, *Sov. Phys. JETP* **38**, 248 (1974).
[100] Y. Inoue, *J. Plasma Phys.* **16**, 439 (1976); *J. Phys. Soc. Jpn.* **43**, 243 (1977).
[101] M. R. Gupta, B. K. Som, and B. Dasgupta, *J. Plasma Phys.* **25**, 499 (1981).
[102] V. E. Zakharov and E. I. Schulman, *Physica D* **4**, 270 (1982).
[103] D. N. Christoulides and R. I. Joseph, *Opt. Lett.* **13**, 53 (1988).
[104] M. V. Tratnik and J. E. Sipe, *Phys. Rev. A* **38**, 2011 (1988).
[105] N. N. Akhmediev, V. M. Elonskii, N. E. Kulagin, and L. P. Shilnikov, *Sov. Tech. Phys. Lett.* **15**, 587 (1989).
[106] T. Ueda and W. L. Kath, *Phys. Rev. A* **42**, 563 (1990).
[107] D. David and M. V. Tratnik, *Physica D* **51**, 308 (1991).
[108] S. Trillo and S. Wabnitz, *Phys. Lett.* **159**, 252 (1991).
[109] L. Gagnon, *J. Phys. A* **25**, 2649 (1992).
[110] B. A. Malomed, *Phys. Rev. A* **45**, R8821 (1992).
[111] M. V. Tratnik, *Opt. Lett.* **17**, 917 (1992).
[112] D. Kapor, M. Skrinjar, and S. Stojanovic, *J. Phys. A* **25**, 2419 (1992).
[113] R. S. Tasgal and M. J. Potasek, *J. Math. Phys.* **33**, 1280 (1992); M. J. Potasek, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 941 (1993).
[114] M. Wadati, T. Iizuka, and M. Hisakado, *J. Phys. Soc. Jpn.* **61**, 2241 (1992).
[115] Y. S. Kivshar, *Opt. Lett.* **17**, 1322 (1992).
[116] Y. S. Kivshar and S. K. Turitsyn, *Opt. Lett.* **18**, 337 (1993).

[117] V. V. Afanasjev and A. B. Grudinin, *Sov. Lightwave Commun.* **3**, 77 (1993).
[118] M. Haelterman, A. P. Sheppard, and A. W. Snyder, *Opt. Lett.* **18**, 1406 (1993).
[119] D. J. Kaup, B. A. Malomed, and R. S. Tasgal, *Phys. Rev. E* **48**, 3049 (1993).
[120] J. C. Bhakta, *Phys. Rev. E* **49**, 5731 (1994).
[121] M. Haelterman and A. P. Sheppard, *Phys. Rev. E* **49**, 3376 (1994).
[122] Y. Silberberg and Y. Barad, *Opt. Lett.* **20**, 246 (1995).
[123] L. Slepyan, V. Krylov, and R. Parnes, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2725 (1995).
[124] Y. Chen and J. Atai, *Phys. Rev. E* **55**, 3652 (1997).
[125] C. D. Poole and R. E. Wagnar, *Electron. Lett.* **22**, 1029 (1986).
[126] F. Bruyère, *Opt. Fiber Technol.* **2**, 269 (1996).
[127] C. D. Poole and J. Nagel, in *Optical Fiber Telecommunications*, Vol. 3A, I. P. Kaminow and T. L. Koch, Eds. (Academic Press, San Diego, CA, 1997), Chap. 6.
[128] J. P. Gordon and H. Kogelnik, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **97**, 4541 (2000).
[129] H. Kogelnik, R. M. Jopson, and L. E. Nelson, in *Optical Fiber Telecommunications*,Vol. 4A, I. P. Kaminow and T. Li, Eds. (Academic Press, San Diego, CA, 2002), Chap. 15.
[130] J. N. Damask, *Polarization Optics in Telecommunications* (Springer, New York, 2005).
[131] G. P. Agrawal, *Lightwave Technology: Teleommunication Systems* (Wiley, Hoboken, NJ, 2005), Chap. 3.
[132] C. D. Poole, *Opt. Lett.* **13**, 687 (1988).
[133] F. Curti, B. Diano, G. De Marchis, and F. Matera, *J. Lightwave Technol.* **8**, 1162 (1990).
[134] C. D. Poole, J. H. Winters, and J. A. Nagel, *Opt. Lett.* **16**, 372 (1991).
[135] N. Gisin, J. P. von der Weid, and J.-P. Pellaux *J. Lightwave Technol.* **9**, 821 (1991).
[136] G. J. Foschini and C. D. Poole, *J. Lightwave Technol.* **9**, 1439, (1991).
[137] P. K. A. Wai and C. R. Menyuk, *J. Lightwave Technol.* **14**, 148 (1996).
[138] M. C. de Lignie, H. G. Nagel, and M. O. van Deventer, *J. Lightwave Technol.* **12**, 1325 (1994).
[139] B. Huttner and N. Gisin, *Opt. Lett.* **22**, 504 (1997).
[140] A. El Amari, N. Gisin, B. Perny, H. Zbinden, and C. W. Zimmer, *J. Lightwave Technol.* **16**, 332 (1998).
[141] B. Huttner, C. Geiser, and N. Gisin, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **6**, 317 (2000).
[142] Y. Li and A. Yariv, *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 1821 (2000).
[143] D. Wang and C. R. Menyuk, *J. Lightwave Technol.* **19**, 487 (2001).
[144] R. M. Craig, *J. Lightwave Technol.* **21**, 432 (2003).
[145] C. Xie and L. F. Mollenauer, *J. Lightwave Technol.* **21**, 1953 (2003).
[146] M. Shtaif and A. Mecozzi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 671 (2004).
[147] L. F. Mollenauer, K. Smith, J. P. Gordon, and C. R. Menyuk, *Opt. Lett.* **14**, 1219 (1989).
[148] S. G. Evangelides, L. F. Mollenauer, J. P. Gordon, and N. S. Bergano, *J. Lightwave Technol.* **10**, 28 (1992).
[149] T. Ueda and W. L. Kath, *Physica D* **55**, 166 (1992).
[150] C. de Angelis, S. Wabnitz, and M. Haelterman, *Electron. Lett.* **29**, 1568 (1993).
[151] M. Matsumoto, Y. Akagi, and A. Hasegawa, *J. Lightwave Technol.* **15**, 584 (1997).
[152] D. Marcuse, C. R. Menyuk, and P. K. A. Wai, *J. Lightwave Technol.* **15**, 1735 (1997).
[153] T. L. Lakoba and D. J. Kaup, *Phys. Rev. E* **56**, 6147 (1997).
[154] C. de Angelis, P. Franco, and M. Romagnoli, *Opt. Commun.* **157**, 161 (1998).
[155] X. Zhang, M. Karlsson, P. A. Andrekson, and E. Kolltveit, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 1742 (1998).
[156] S. M. Baker, J. N. Elgin, and H. J. Harvey, *Opt. Commun.* **165**, 27 (1999).
[157] C. Xie, M. Karlsson, and P. A. Andrekson, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 801 (2000).
[158] Y. Chen and H. Haus, *Chaos* **10**, 529 (2000); *Opt. Lett.* **25**, 290 (2000).
[159] I. Nishioka, T. Hirooka, and A. Hasegawa, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 1480 (2000).
[160] C. Xie, M. Karlsson, P. A. Andrekson, and H. Sunnerud, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 121 (2001).
[161] H. Sunnerud, J. Li, C. Xie, and P. A. Andrekson, *J. Lightwave Technol.* **19**, 1453 (2001).
[162] C. Xie, M. Karlsson, P. A. Andrekson, H. Sunnerud, and J. Li, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **8**, 575 (2002).
[163] A. Levent, S. G. Rajeev, F. Yaman, and G. P. Agrawal, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 013902 (2003).
[164] P. Kylemark, H. Sunnerud, M. Karlsson, and P. A. Andrekson, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 1372 (2003).
[165] A. Hasegawa, *Physica D*, **188**, 241 (2004).

第 7 章　交叉相位调制

到目前为止，本书讨论的都是仅有一束电磁波在光纤中传输的情况，当两束或更多束具有不同波长的光场同时在光纤中传输时，它们将通过光纤中的非线性效应发生互作用。通常，这样的互作用在适当的条件下通过不同的非线性现象能产生新波，如受激喇曼散射和受激布里渊散射、谐波产生及四波混频，这些问题将在第 8 章至第 12 章中介绍。克尔非线性效应能通过交叉相位调制(cross-phase modulation, XPM)使两个光场之间产生耦合，而在它们中间不会引起能量转移。实际上，当两个或更多个光场同时入射到光纤中时，XPM 总是伴有自相位调制(self-phase modulation, SPM)。从物理学的角度讲，XPM 的产生是因为非线性介质中光波的有效折射率不仅与此波的强度有关，而且还与同时传输的其他波的强度有关[1]。

XPM 感应的多光场之间的耦合将在光纤中导致许多重要的非线性效应。

7.1 节　讨论具有不同波长的两束光波的耦合，在每束光波保持其偏振态不变的假设下，得到一个由两个非线性薛定谔方程(NLS)组成的方程组。

7.2 节　利用此方程组讨论 XPM 感应的调制不稳定性，与 6.4 节中的分析类似，调制不稳定性可以发生在光纤正常色散区。

7.3 节　重点介绍通过 XPM 相互维持的孤子对。

7.4 节　讨论 XPM 对共同传输的超短脉冲波形和频谱的影响。

7.5 节　介绍光纤中 XPM 感应的耦合效应的几个应用。

7.6 节　介绍 XPM 的矢量理论，并用它讨论几种新效应，如偏振相关频谱展宽、脉冲捕获及光波分裂等。

7.7 节　将 XPM 的矢量理论推广到双折射光纤的情形。利用泵浦-探测结构揭示光纤双折射沿其长度方向的随机变化将导致脉冲内的退偏振现象。

7.1　交叉相位调制感应的非线性耦合

本节将 2.3 节的理论推广到两个光脉冲在单模光纤中传输的情形。一般而言，这两个光场不仅波长可能不同，而且偏振态也可能不同。为简单起见，首先考虑两个不同波长的光场是线偏振的，并且能在光纤内保持其偏振态的情形。任意偏振光束的情形将在 7.6 节和 7.7 节中讨论。

7.1.1　非线性折射率

在准单色近似条件下，将电场的快变部分分开，写成如下形式：

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)=\tfrac{1}{2}\hat{x}[E_1\exp(-i\omega_1 t)+E_2\exp(-i\omega_2 t)]+\text{c.c.} \tag{7.1.1}$$

式中，$\hat{x}$ 是偏振方向的单位矢量，ω_1 和 ω_2 是两脉冲的载频，并且假设对应的振幅 E_1 和 E_2 是时间的慢变函数(与一个光学周期相比)，这与假设每个脉冲的谱宽满足条件 $\Delta\omega_j \ll \omega_j\,(j=1,2)$ 是

等价的,此假设对脉宽大于 0.1 ps 的脉冲非常有效。慢变振幅 E_1 和 E_2 的变化由波动方程(2.3.1)描述,感应极化强度的线性和非线性部分分别由式(2.3.5)和式(2.3.6)给出。

为了看清 XPM 的起因,将式(7.1.1)代入式(2.3.6),可得非线性极化强度为

$$\boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}(\boldsymbol{r},t)=\frac{1}{2}\hat{x}[P_{\mathrm{NL}}(\omega_1)\mathrm{e}^{-i\omega_1 t}+P_{\mathrm{NL}}(\omega_2)\mathrm{e}^{-i\omega_2 t}+P_{\mathrm{NL}}(2\omega_1-\omega_2)\mathrm{e}^{-i(2\omega_1-\omega_2)t}+P_{\mathrm{NL}}(2\omega_2-\omega_1)\mathrm{e}^{-i(2\omega_2-\omega_1)t}]+\mathrm{c.c.} \tag{7.1.2}$$

式中,4 个非线性极化强度分量与 E_1 和 E_2 有关,

$$P_{\mathrm{NL}}(\omega_1)=\chi_{\mathrm{eff}}(|E_1|^2+2|E_2|^2)E_1 \tag{7.1.3}$$

$$P_{\mathrm{NL}}(\omega_2)=\chi_{\mathrm{eff}}(|E_2|^2+2|E_1|^2)E_2 \tag{7.1.4}$$

$$P_{\mathrm{NL}}(2\omega_1-\omega_2)=\chi_{\mathrm{eff}}E_1^2E_2^* \tag{7.1.5}$$

$$P_{\mathrm{NL}}(2\omega_2-\omega_1)=\chi_{\mathrm{eff}}E_2^2E_1^* \tag{7.1.6}$$

其中用 $\chi_{\mathrm{eff}}=\frac{3\varepsilon_0}{4}\chi^{(3)}_{xxxx}$ 作为有效非线性参量。

式(7.1.2)中的感应非线性极化强度包含在新频率 $2\omega_1-\omega_2$ 和 $2\omega_2-\omega_1$ 处振荡的项,这两项源于第 10 章将讨论的四波混频现象。如果想有效地建立起新的频率分量,则必须满足相位匹配条件,此条件在实际过程中一般不满足,除非事先采取特殊的措施。本章中假设相位匹配条件不满足,所以忽略四波混频项。剩下的两项表示非线性极化对折射率的贡献,可通过将 $P_{\mathrm{NL}}(\omega_j)(j=1,2)$ 写成下面的形式看出:

$$P_{\mathrm{NL}}(\omega_j)=\varepsilon_0\varepsilon_j^{\mathrm{NL}}E_j \tag{7.1.7}$$

将其与线性极化强度部分合在一起,则总的感应极化强度为

$$P(\omega_j)=\varepsilon_0\varepsilon_jE_j \tag{7.1.8}$$

式中

$$\varepsilon_j=\varepsilon_j^L+\varepsilon_j^{\mathrm{NL}}=(n_j^L+\Delta n_j)^2 \tag{7.1.9}$$

n_j^L 是折射率的线性部分,Δn_j 是三阶非线性效应感应的折射率的改变量。利用近似 $\Delta n_j \ll n_j^L(j=1,2)$,则折射率的非线性部分为

$$\Delta n_j\approx\varepsilon_j^{\mathrm{NL}}/2n_j^L\approx n_2(|E_j|^2+2|E_{3-j}|^2) \tag{7.1.10}$$

非线性参量 n_2 的定义见式(2.3.13)。

式(7.1.10)表明,折射率不仅与光纤中某个光波自身的强度有关,而且还与共同传输的其他光波的强度有关[2~4]。当光波在光纤中传输时,会获得一个与强度有关的非线性相移

$$\phi_j^{\mathrm{NL}}(z)=(\omega_j/c)\Delta n_jz=n_2(\omega_j/c)(|E_j|^2+2|E_{3-j}|^2)z \tag{7.1.11}$$

式中,$j=1$ 或 2,第一项是产生第 4 章中讨论的 SPM 的原因,第二项源于共同传输的另一光波对该波的相位调制,它是产生 XPM 的原因。式(7.1.11)右边的因子 2 表明,对于相同的光强,XPM 的作用是 SPM 的两倍[1],其起因可追溯到式(2.3.6)中暗含的对三重和有贡献的项数,定性地讲,两光波频率不同时的项数比频率简并时的项数多一倍。早在 1984 年,人们就通过将两束连续光注入到 15 km 长的光纤中来测量 XPM 感应的相移[3]。不久以后,皮秒脉冲也用于观察 XPM 感应的频谱变化[4~6]。

7.1.2 耦合 NLS 方程

按照2.3节的步骤可以得到两个光场的脉冲传输方程。假设非线性效应对光纤的模式影响不大,横向关系可以通过分离变量看出,把 $E_j(\boldsymbol{r},t)$ 写成

$$E_j(\boldsymbol{r},t) = F_j(x,y)A_j(z,t)\exp(i\beta_{0j}z) \tag{7.1.12}$$

式中,$F_j(x,y)$ 是第 j 个场的光纤模式的横向分布($j=1,2$),$A_j(z,t)$ 是慢变振幅,β_{0j} 是载频 ω_j 对应的传输常数。按类似于式(2.3.23)的方法,把每个波的与频率相关的传输常数 $\beta_j(\omega)$ 用泰勒级数展开,并且仅保留到二次项,则可包含色散效应。对 $A_j(z,t)$ 所导出的传输方程为

$$\frac{\partial A_j}{\partial z} + \beta_{1j}\frac{\partial A_j}{\partial t} + \frac{i\beta_{2j}}{2}\frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2} + \frac{\alpha_j}{2}A_j = \frac{in_2\omega_j}{c}(f_{jj}|A_j|^2 + 2f_{jk}|A_k|^2) \tag{7.1.13}$$

式中,$k \neq j$,$\beta_{1j} = 1/v_{gj}$,v_{gj} 是群速度,β_{2j} 是群速度色散系数,α_j 是损耗系数,交叠积分 f_{jk} 定义为

$$f_{jk} = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty}|F_j(x,y)|^2|F_k(x,y)|^2\mathrm{d}x\mathrm{d}y}{\left(\iint_{-\infty}^{\infty}|F_j(x,y)|^2\mathrm{d}x\mathrm{d}y\right)\left(\iint_{-\infty}^{\infty}|F_k(x,y)|^2\mathrm{d}x\mathrm{d}y\right)} \tag{7.1.14}$$

在多模光纤中,两束光波可以以不同的光纤模式传输,这样交叠积分之间的差别可能很大;即使在单模光纤中,因为模式分布 $F_j(x,y)$ 与频率有关,所以 f_{11},f_{22} 和 f_{12} 一般也不相同,但它们之间的差别很小,在实际中可以忽略。此时方程(7.1.13)可以写成下面形式的两个耦合 NLS 方程[7~10]:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{v_{g1}}\frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i\beta_{21}}{2}\frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + \frac{\alpha_1}{2}A_1 = i\gamma_1(|A_1|^2 + 2|A_2|^2)A_1 \tag{7.1.15}$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{v_{g2}}\frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i\beta_{22}}{2}\frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + \frac{\alpha_2}{2}A_2 = i\gamma_2(|A_2|^2 + 2|A_1|^2)A_2 \tag{7.1.16}$$

式中,非线性参量 γ_j 以与式(2.3.29)类似的形式定义为

$$\gamma_j = n_2\omega_j/(cA_{\mathrm{eff}}) \qquad (j=1,2) \tag{7.1.17}$$

式中,A_{eff} 是有效模场面积($A_{\mathrm{eff}} = 1/f_{11}$),并假设两光波的 A_{eff} 相同。在 1.55 μm 波长区,典型的 $A_{\mathrm{eff}} = 50\ \mu\mathrm{m}^2$,相应的 γ_1 和 γ_2 值约为 2 $\mathrm{W^{-1}/km}$,与频率 ω_1 和 ω_2 有关。一般情况下,两个脉冲不仅有不同的 GVD 系数,而且因为群速度不同,它们将以不同的速度传输。由于脉冲间的走离将限制 XPM 的互作用,所以群速度失配起着很重要的作用。可用式(1.2.13)定义走离长度 L_W,从物理意义上讲,它量度的是由于群速度失配导致两交叠脉冲互相分开时的光纤长度。

7.2 XPM 感应的调制不稳定性

这一节将5.1节的内容扩展到两束不同波长的连续光同时在光纤中传输的情形。与单光束相似,在光纤的反常色散区仍将发生调制不稳定性。主要问题是,当一束或两束光通过正常群速度色散区时,XPM 感应的耦合是否会使连续态变得不稳定[11~20]?

7.2.1 线性稳定性分析

下面的分析与6.4.2节中的类似,主要区别是 XPM 感应的耦合更强,并且因为两光束的波长不同,它们的参量值 β_2 和 γ 也不同。通常,为得到稳态解,设方程(7.1.15)和方程(7.1.16)

中的时间导数项为零。如果忽略光纤损耗,则此解为

$$\bar{A}_j = \sqrt{P_j}\exp(i\phi_j) \tag{7.2.1}$$

式中,$j=1$ 或 2,P_j 是入射光功率,ϕ_j 是第 j 个场获得的非线性相移,表达式为

$$\phi_j(z) = \gamma_j(P_j + 2P_{3-j})z \tag{7.2.2}$$

按照5.1节中的步骤,可通过假定一个与时间有关的解来检验稳态的稳定性,其形式为

$$A_j = \left(\sqrt{P_j} + a_j\right)\exp(i\phi_j) \tag{7.2.3}$$

式中,$a_j(z,t)$是微扰。将式(7.2.3)代入方程(7.1.15)和方程(7.1.16),并使 a_1 和 a_2 线性化,则微扰 a_1 和 a_2 满足下面的两个耦合线性方程:

$$\frac{\partial a_1}{\partial z} + \frac{1}{v_{g1}}\frac{\partial a_1}{\partial t} + \frac{i\beta_{21}}{2}\frac{\partial^2 a_1}{\partial t^2} = i\gamma_1 P_1(a_1 + a_1^*) + 2i\gamma_1\sqrt{P_1P_2}(a_2 + a_2^*) \tag{7.2.4}$$

$$\frac{\partial a_2}{\partial z} + \frac{1}{v_{g2}}\frac{\partial a_2}{\partial t} + \frac{i\beta_{22}}{2}\frac{\partial^2 a_2}{\partial t^2} = i\gamma_2 P_2(a_2 + a_2^*) + 2i\gamma_2\sqrt{P_1P_2}(a_1 + a_1^*) \tag{7.2.5}$$

式中,最后一项是XPM造成的。

以上线性方程组的通解为

$$a_j = u_j\exp[i(Kz - \Omega t)] + iv_j\exp[-i(Kz - \Omega t)] \tag{7.2.6}$$

式中,$j=1$ 或 2,Ω 是微扰频率,K 是波数。式(7.2.4)至式(7.2.6)给出了关于 u_1, u_2, v_1 和 v_2 的4个齐次方程,仅当微扰满足下面的色散关系时,此方程组才有一个非平凡解:

$$[(K - \Omega/v_{g1})^2 - f_1][(K - \Omega/v_{g2})^2 - f_2) = C_{\text{XPM}} \tag{7.2.7}$$

式中,

$$f_j = \tfrac{1}{2}\beta_{2j}\Omega^2(\tfrac{1}{2}\beta_{2j}\Omega^2 + 2\gamma_j P_j) \tag{7.2.8}$$

$j=1$ 或 2,耦合参量 C_{XPM}定义为

$$C_{\text{XPM}} = 4\beta_{21}\beta_{22}\gamma_1\gamma_2 P_1 P_2\Omega^4 \tag{7.2.9}$$

如果对某些 Ω 值,波数 K 的虚部不为零,则稳态解变得不稳定,微扰 a_1 和 a_2 表现为沿光纤长度指数增长。当不存在XPM耦合时($C_{\text{XPM}}=0$),式(7.2.7)表明,5.1节的结果可独立地应用于每个光波。

当存在XPM耦合时,式(7.2.7)是 K 的四次多项式,其根决定了 K 为复数的条件。一般情况下,可以用数值方法得到方程的这些根。如果两束光的波长非常接近,或者这两束光的波长位于零色散波长的对边(此时 $v_{g1} \approx v_{g2}$),则可以忽略群速度失配,这两种情形下方程的4个根为[11]

$$K = \Omega/v_{g1} \pm \{\tfrac{1}{2}(f_1 + f_2) \pm [(f_1 - f_2)^2/4 + C_{\text{XPM}}]^{1/2}\}^{1/2} \tag{7.2.10}$$

易证,仅当 $C_{\text{XPM}} > f_1 f_2$ 时,K 才为复数。由式(7.2.8)和式(7.2.9),调制不稳定性的发生条件可写为

$$[\Omega^2/\Omega_{c1}^2 + \text{sgn}(\beta_{21})][\Omega^2/\Omega_{c2}^2 + \text{sgn}(\beta_{22})] < 4 \tag{7.2.11}$$

式中,Ω_{c1}和 Ω_{c2}定义为

$$\Omega_{cj} = (4\gamma_j P_j/|\beta_{2j}|)^{1/2} \tag{7.2.12}$$

式中,$j=1$ 或 2。当条件(7.2.11)被满足时,由 $g(\Omega) = 2\text{Im}(K)$可得到调制不稳定性的增益谱。

调制不稳定性条件[见式(7.2.11)]表明,只有当 Ω 在一定的范围内时,增益 $g(\Omega)$才存在;

对这些频率下的微扰,稳态解[见式(7.2.3)]是不稳定的。由式(7.2.11)得出的最重要结论是,无论 GVD 系数是什么符号,都可以发生调制不稳定性。这样,对单光束情形,调制不稳定性需要在反常 GVD 区发生(见 5.1 节),而对双光束情形,即使两个光束都通过正常 GVD 区,调制不稳定性也能够发生。$g(\Omega)>0$ 的频率范围取决于 β_{21} 和 β_{22} 是都为正,都为负,还是一正一负。最小的频率范围对应于两光束都位于光纤正常色散区的情形。由于这种情形下的调制不稳定性完全由 XPM 引起,下面仅对此情形做进一步讨论。

图 7.1 给出了两光束在石英光纤中传输时,XPM 感应的调制不稳定性的增益谱。在 0.53 μm 附近的可见光区,选取式(7.2.8)中的 $\beta_{2j}=60\ \mathrm{ps^2/km}$, $\gamma_j=15\ \mathrm{W^{-1}/km}$。左图中忽略了群速度失配,不同的曲线对应于 0~2 范围内的不同功率比 P_2/P_1;右图给出了当两光束功率相同,参量 $\delta=|v_{g1}^{-1}-v_{g2}^{-1}|$ 在 0~3 ps/m 范围内变化时群速度失配的影响。这些结果表明,对于较小的 δ 值,XPM 感应的调制不稳定性可以在正常 GVD 区发生。功率为 100 W 时的峰值增益约为 5 $\mathrm{m^{-1}}$,这意味着在数米长的光纤中就会发生调制不稳定性。

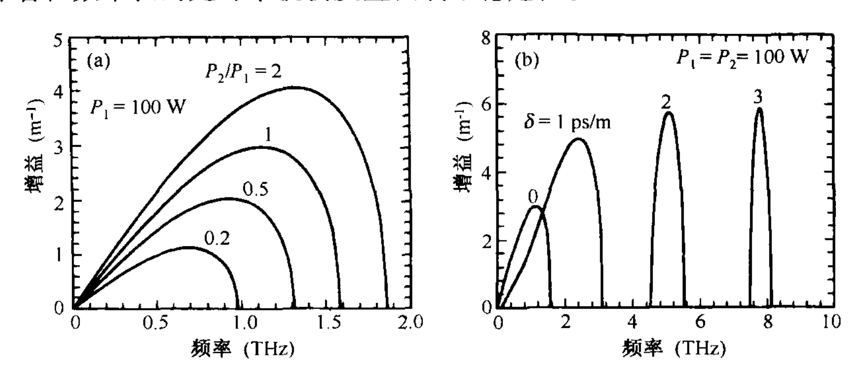


图 7.1　光纤正常色散区由 XPM 感应的(a) $\delta=0$,不同功率比下和(b) 相同功率,不同 δ 值下的调制不稳定性增益谱[11]

7.2.2　实验结果

在试图用实验观察正常色散区 XPM 感应的调制不稳定性时,主要集中在单光束的两偏振分量间的 XPM 耦合(见 6.4 节),对不同波长的双光束情形好像很难观察到这种不稳定性,原因是方程(7.1.15)和方程(7.1.16)忽略了四波混频。当两光束的波长相差较大而不能实现相位匹配时,忽略四波混频项是合理的[16~18]。但是,为了观察调制不稳定性,波长差应减小到 1 nm 甚至更小,这时四波混频基本上是相位匹配的,因此不能忽略。确实,一个包括所有阶 GVD 项的细致分析表明,在常规石英光纤的正常色散区不太可能发生 XPM 感应的调制不稳定性[18],它可在特殊设计的色散平坦光纤中产生,此种光纤的两个正常色散区被中间一段反常色散区隔开。对这种光纤而言,即使两光束波长差 100 nm 或更大,群速度也可能实现匹配。

当一光束在正常 GVD 区传输而另一光束在反常 GVD 区传输时,实验已观察到 XPM 感应的调制不稳定性。1988 年,一个实验采用泵浦-探测结构[21],1.06 μm 的泵浦脉冲在光纤正常 GVD 区传输,而 1.32 μm 的探测脉冲在光纤反常 GVD 区传输。当泵浦脉冲和探测脉冲同时入射进光纤时,由于 XPM 感应的调制不稳定性,使探测脉冲在泵浦脉冲峰值功率为 0.4 W 时产生间隔为 260 GHz 的调制边带。这种泵浦-探测结构的优点是,如果泵浦光束是强脉冲形式,而另一光束是一个弱连续信号,那么由于仅当泵浦光和信号同时出现时,弱连续信号才可由 XPM 感应的调制不稳定性放大,所以此弱连续信号可被转换成一超短脉冲序列[8]。

在验证上述思想的一个实验中[22]，由 1.06 μm 波长的锁模 Nd:YAG 激光器获得 100 ps 的泵浦脉冲，由外腔半导体激光器提供弱连续信号（功率小于 0.5 mW），其波长在 1.43～1.56 μm 范围内可调。光纤长 1.2 km，零色散波长在 1.273 μm 附近，这样在 1.06 μm 和 1.51 μm 处群速度基本相等。当 60 μW 功率的信号与泵浦脉冲（峰值功率大于 500 W）一起耦合进光纤时，信号频谱中出现边带，说明发生了 XPM 感应的调制不稳定性。实验结果与基于方程(7.1.15)和方程(7.1.16)的数值解定性相符，表明连续信号转换成了一个皮秒脉冲序列。

这种方法已经用于产生 10 GHz 的脉冲序列[23]。实验将 1543 nm 半导体激光器发出的连续信号与 1558 nm 锁模半导体激光器产生的 13.7 ps 泵浦脉冲（10 GHz 重复频率）一起入射到 11 km 长的色散位移光纤中，光纤零色散波长为 1550 nm，泵浦脉冲和信号的群速度基本相等。条纹相机的测量结果表明，XPM 感应的调制不稳定性使连续信号转换成 7.4 ps 的脉冲序列。XPM 互作用需要有泵浦脉冲，如果将泵浦脉冲编码使其携带数字信息，则信号脉冲将如实地复制泵浦脉冲携带的信息，这种器件对光通信系统中信号的波长变换非常有用。

7.3　XPM 配对孤子

与 6.5.3 节中讨论的矢量孤子类似，XPM 感应的调制不稳定性表明，耦合非线性薛定谔方程也可能具有配对孤子形式的孤立波解，此配对孤子通过 XPM 互作用保持其形状不变。实际上，早在 1977 年就开始了对耦合 NLS 方程的孤立波解和周期解的研究[24~49]。因为这种解对应两脉冲的强度分布曲线，并且总是成对产生的，所以在这里称它们为 XPM 配对孤子（也称共生孤子）。在 6.5.3 节有关矢量孤子的内容里已讨论了一些这样的解，但那时的条件是单个光波的两个偏振分量通过相同的 GVD 区（正常或反常）。这里讨论的是一般情形，两孤子的载频可以不同，而且构成孤子对的两孤子的 GVD 参量甚至可以有不同符号。

7.3.1　亮-暗孤子对

XPM 配对孤子是方程(7.1.15)和方程(7.1.16)的特殊解，尽管脉冲相位可能随传输距离 z 变化，但其形状不随 z 改变。这样的解从严格的数学意义上讲并不是孤子，更精确地应该称它为孤立波。群速度失配是影响 XPM 配对孤子存在的最大障碍，如果适当选取两光波波长，使其位于零色散波长的对边，一光波通过正常 GVD 区，另一光波通过反常 GVD 区，这样有可能获得相同的群速度（$v_{g1}=v_{g2}$）。人们确实就是在这样精确的工作条件下发现 XPM 配对孤子的[26~28]。

一个有趣的例子是亮-暗孤子对，它是在 $\beta_{21}<0$ 和 $\beta_{22}>0$ 的条件下形成的。如果光纤损耗忽略不计（$\alpha_1=\alpha_2=0$），并假设方程(7.1.15)和方程(7.1.16)中的群速度 $v_{g1}=v_{g2}=v_g$，则亮-暗孤子对由下式给出[26]：

$$A_1(z,t)=B_1\tanh[W(t-z/V)]\exp[i(K_1z-\Omega_1t)] \tag{7.3.1}$$

$$A_2(z,t)=B_2\text{sech}[W(t-z/V)]\exp[i(K_2z-\Omega_2t)] \tag{7.3.2}$$

式中，孤子振幅由下式决定：

$$B_1^2=(2\gamma_1\beta_{22}+\gamma_2|\beta_{21}|)W^2/(3\gamma_1\gamma_2) \tag{7.3.3}$$

$$B_2^2=(2\gamma_2|\beta_{21}|+\gamma_1\beta_{22})W^2/(3\gamma_1\gamma_2) \tag{7.3.4}$$

孤子波数 K_1 和 K_2 为

$$K_1 = \gamma_1 B_1^2 - |\beta_{21}|\Omega_1^2/2 \qquad K_2 = \beta_{22}(\Omega_2^2 - W^2)/2 \tag{7.3.5}$$

孤子对的有效群速度为

$$V^{-1} = v_g^{-1} - |\beta_{21}|\Omega_1 = v_g^{-1} + \beta_{22}\Omega_2 \tag{7.3.6}$$

由式(7.3.6)可以清楚地看到,频移 Ω_1 和 Ω_2 的符号相反,且二者不能独立选取。参量 W 描述脉冲宽度,并通过式(7.3.3)和式(7.3.4)决定孤子振幅。这样,孤子对中的两孤子具有相同的宽度和群速度、不同的形状和振幅,这使它们可通过 XPM 耦合相互依存,它们的形状实际上对应于第 5 章中讨论的亮孤子和暗孤子。这个孤子对的最突出特征是暗孤子在反常 GVD 区传输,而亮孤子在正常 GVD 区传输,与不考虑 XPM 的情形正好相反。这种独特的配对孤子的物理机制可理解如下:因为 XPM 的强度是 SPM 的两倍,假如 XPM 感应的啁啾与 SPM 感应的啁啾相反,它就可以抵消由 SPM 和正常 GVD 的联合作用感应的光脉冲的时域展宽。暗孤子可以产生这样的啁啾,同时 XPM 对暗孤子感应的啁啾使亮-暗孤子对以共生的方式相互维持。

7.3.2 亮-灰孤子对

为得到 XPM 耦合孤子对的更一般形式,假定

$$A_j(z,t) = Q_j(t - z/V)\exp[i(K_j z - \Omega_j t + \phi_j)] \tag{7.3.7}$$

式中,V 是孤子对的共同速度,Q_j 描述了孤子形状,K_j 和 Ω_j 分别表示两孤子的传输常数和频率的改变,ϕ_j 指相位($j=1,2$)。解方程(7.1.15)和方程(7.1.16),可以得到 XPM 耦合孤子对的更一般形式为[33]

$$Q_1(\tau) = B_1[1 - b^2\mathrm{sech}^2(W\tau)] \qquad Q_2(\tau) = B_2\mathrm{sech}(W\tau) \tag{7.3.8}$$

式中,$\tau = t - z/V$。参量 W 和 b 取决于孤子振幅 B_1 和 B_2 及光纤参量,其关系式为

$$W = \left(\frac{3\gamma_1\gamma_2}{2\gamma_1\beta_{22} - 4\gamma_2\beta_{21}}\right)^{1/2} B_2 \qquad b = \left(\frac{2\gamma_1\beta_{22} - \gamma_2\beta_{21}}{\gamma_1\beta_{22} - 2\gamma_2\beta_{21}}\right)^{1/2}\frac{B_2}{B_1} \tag{7.3.9}$$

对不同的光纤参量值和孤子振幅,传输常数 K_1 和 K_2 是固定的。亮孤子的相位是常数,而暗孤子的相位ϕ_1 与时间有关。频移 Ω_1 和 Ω_2 与孤子对的速度有关[见式(7.3.6)]。

式(7.3.8)描述的 XPM 耦合孤子对的一个新特征是暗孤子是“灰”的,参量 b 控制着灰孤子的强度下陷深度,两个孤子具有相同的宽度 W,但振幅不同。另一个新特征是两个 GVD 参量可正可负,而孤子对仅在一定条件下存在。当 $\beta_{21}<0$ 且$\beta_{22}>0$ 时,解总可能存在;当 $\beta_{21}>0$ 且 $\beta_{22}<0$ 时,解不存在。正如前面讨论过的,这些特征恰好与正常的设想相反,完全由 XPM 决定。若两孤子都通过正常 GVD 区传输,则亮-灰孤子对可在 $\gamma_1\beta_{22}>2\gamma_2\beta_{21}$时存在;与此类似,若两孤子通过反常 GVD 区传输,则亮-灰孤子对可在 $2\gamma_1|\beta_{22}|<\gamma_2|\beta_{21}|$时存在。

以上给出的孤子对解并非方程(7.1.15)和方程(7.1.16)的唯一可能解。对于不同参量值,此方程组也可以有由两个亮孤子或两个暗孤子组成的孤子对解[28],并且即使在群速度不相等的情况下,依靠 XPM 维持的孤子对也可能存在,这是因为与双折射光纤中的孤子捕获类似(见 6.5 节),两个脉冲可以位移其载频使它们的群速度相等。寻找 XPM 配对孤子存在条件的一个简单方法是,将一假定适当解代入方程(7.1.15)和方程(7.1.16)中,然后看能否确定出有物理意义的孤子参量值[33~35],如孤子振幅、宽度、群速度、频移和波数。例如,考虑式(7.3.1)和式(7.3.2)为假定解,并假设 $K_1=K_2$,$\Omega_1=\Omega_2$,因此频移相等。结果,若 $\beta_{21}<0$ 且 $\beta_{22}>0$,则假定

解总是可能的。但如果 β_{21} 和 β_{22} 符号相同,则假定解仅在一定条件下才存在[35]。并且 $\Omega_1=\Omega_2$ 这一条件可以放宽,以得到方程组的另一组孤立波解。另外,XPM 配对孤子不能永远保证其稳定性,需要通过数值模拟来检验。

7.3.3 周期解

耦合 NLS 方程(7.1.15)和方程(7.1.16)也存在周期解,这些解代表通过 XPM 感应的耦合,在光纤中可以无畸变传输的两脉冲序列。这样的一种周期解可以用椭圆函数表示,它是在两脉冲序列具有相同群速度,并且在光纤反常 GVD 区传输的特殊情形下于 1989 年发现的[30]。到 1998 年,已发现了以椭圆函数的不同组合表示的 9 个周期解[44],所有这些解都是在假定两脉冲序列有相同群速度且通过反常 GVD 区传输的条件下得出的。

实际上,人们对一个脉冲在反常 GVD 区传输,而另一个脉冲在正常 GVD 区传输的情形更感兴趣,因为可以通过合理选择光纤零色散波长实现两脉冲群速度的匹配。针对这一情形,假设光纤损耗忽略不计,并引入归一化参量

$$\xi=z/L_D \qquad \tau=(t-z/v_{g1})/T_0 \qquad A_j=\gamma_1 L_D u_j \tag{7.3.10}$$

则方程(7.1.15)和方程(7.1.16)可以写成

$$i\frac{\partial u_1}{\partial \xi}-\frac{d_1}{2}\frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2}+(|u_1|^2+\sigma|u_2|^2)u_1=0 \tag{7.3.11}$$

$$i\frac{\partial u_2}{\partial \xi}-\frac{d_2}{2}\frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2}+(|u_2|^2+\sigma|u_1|^2)u_2=0 \tag{7.3.12}$$

式中,$d_j=|\beta_{2j}/\beta_{20}|$,$\beta_{20}$是用来定义色散长度的参考值,假设 u_1 在光纤正常 GVD 区传输;另外,假设 $\gamma_2\approx\gamma_1$,当两光波同线偏振时,参量 $\sigma=2$,但当它们正交偏振时则有 $\sigma<1$。

用 Hirota 方法求解耦合 NLS 方程(7.3.11)和方程(7.3.12),已得到几族用椭圆函数表示的周期解[49]。对 $\sigma>1$,解具有下面的形式:

$$u_1(\xi,\tau)=r\sqrt{\frac{\sigma d_2+d_1}{\sigma^2-1}}\mathrm{dn}(r\tau,p)[q\,\mathrm{dn}^{-2}(r\tau,p)\mp 1]\exp(iQ_1^{\pm}\xi) \tag{7.3.13}$$

$$u_2(\xi,\tau)=r\sqrt{\frac{d_2+\sigma d_1}{\sigma^2-1}}\frac{p^2\mathrm{sn}(r\tau,p)\mathrm{cn}(r\tau,p)}{\mathrm{dn}(r\tau,p)}\exp(iQ_2^{\pm}\xi) \tag{7.3.14}$$

式中,传输常数 Q_1 和 Q_2 分别为

$$Q_1^{\pm}=\frac{r^2}{\sigma^2-1}[\sigma(d_2+\sigma d_1)(1+q^2)\mp 2q(\sigma d_2+d_1)]-\frac{r^2 d_1}{2}(1\mp q)^2 \tag{7.3.15}$$

$$Q_2^{\pm}=\frac{r^2}{\sigma^2-1}[(d_2+\sigma d_1)(1+q^2)\mp 2q\sigma(\sigma d_2+d_1)] \tag{7.3.16}$$

在以上这些式子中,sn 和 cn 及 dn 是模为 $p(0<p<1)$且周期为 $2K(p)/r$ 的标准雅可比椭圆函数[50],其中 $K(p)$是一类完全椭圆积分,$q=(1-p^2)^{1/2}$,r 是任意比例常数。两族周期解对应于分别选择式中上面和下面的符号。对每一族解,p 可以取 0 到 1 之间的任意值。

仅当 $\sigma>1$ 时以上两族周期解才存在;当 $\sigma<1$ 时,有以下单族周期解[49]:

$$u_1(\xi,\tau)=r\sqrt{\frac{\sigma d_2+d_1}{1-\sigma^2}}p\,\mathrm{sn}(r\tau,p)\exp(iQ_1\xi) \tag{7.3.17}$$

$$u_2(\xi,\tau)=r\sqrt{\frac{d_2+\sigma d_1}{1-\sigma^2}}p\,\mathrm{dn}(r\tau,p)\exp(iQ_2\xi) \tag{7.3.18}$$

式中,传输常数 Q_1 和 Q_2 分别为

$$Q_1=-\tfrac{1}{2}r^2d_1q^2+r^2(d_1+\sigma d_2)/(1-\sigma^2) \tag{7.3.19}$$

$$Q_2=\tfrac{1}{2}r^2d_2(1+q^2)+r^2\sigma(d_1+\sigma d_2)/(1-\sigma^2) \tag{7.3.20}$$

众所周知,任一雅可比椭圆函数的周期在极限 $p=1$ 时变为无穷大,在这一极限条件下,上述周期解简化成本节前面讨论的亮-暗孤子对。应强调的是,周期解或孤立波解仅仅是“存在”,并不能保证可以在实验中观察到这种解。这种解的稳定性必须通过对解施加扰动,并长距离地传输扰动场来进行研究。数值模拟表明,所有周期解原则上都是不稳定的,但不稳定开始发生时的长度取决于扰动强度[49]。特别是对相对弱的扰动,周期解能够在数十个色散长度上继续存在。

7.3.4 多耦合 NLS 方程

很容易将 XPM 配对孤子的概念推广到多分量孤子,即具有不同载频的多个脉冲在同一光纤中传输。实际上,在波分复用(WDM)光波系统中,自然会发生这种情况[51],此时就需要用下面的一组多耦合 NLS 方程代替方程(7.1.15)和方程(7.1.16):

$$\frac{\partial A_j}{\partial z}+\frac{1}{v_{gj}}\frac{\partial A_j}{\partial t}+\frac{i\beta_{2j}}{2}\frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2}=i\left(\gamma_j|A_j|^2+\sigma\sum_{k\neq j}\gamma_k|A_k|^2\right)A_j \tag{7.3.21}$$

式中,$j=-M\sim M$,分量的总数为 $2M+1$。无量纲参量 σ 表示 XPM 强度,当所有光波同线偏振时,$\sigma=2$。对一定的参量值组合,这些方程既有周期解,又有孤子解[45-48]。本节将重点讨论具有多个分量的孤子解,这样的孤子通常称为多分量矢量孤子[52]。

利用 $j=0$ 的中心分量作为参考,并引入式(7.3.10)表示的归一化变量 ξ,τ 和 u_j,可将方程(7.3.21)归一化,其中式(7.3.10)中的色散长度 $L_D=T_0^2/|\beta_{20}|$,β_{20}取负值。于是方程(7.3.21)可以写成

$$i\left(\frac{\partial u_j}{\partial\xi}+\delta_j\frac{\partial u_j}{\partial\tau}\right)+\frac{d_j}{2}\frac{\partial^2 u_j}{\partial\tau^2}+\left(\gamma_j|A_j|^2+\sigma\sum_{k\neq i}\gamma_k|A_k|^2\right)A_j=0 \tag{7.3.22}$$

式中,$\delta_j=v_{gj}^{-1}-v_{g0}^{-1}$ 表示相对于中心分量的群速度失配,$d_j=\beta_{2j}/\beta_{20}$,参量 γ_j 已对 γ_0 做了归一化,因此是无量纲的。

通过寻找下面形式的解,可以得到方程(7.3.22)的孤立波解:

$$u_j(\xi,\tau)=U_j(\tau)\exp[i(K_j\xi-\Omega_j\tau)] \tag{7.3.23}$$

式中,K_j 是传输常数,Ω_j 表示相对载频的频移。假如频移 $\Omega_j=(\beta_{2j}v_{gi})^{-1}$,$\lambda_j=K_j-\delta_j^2/(2d_j)$,易知 U_j 满足常微分方程

$$\frac{d_j}{2}\frac{\mathrm{d}^2U_j}{\mathrm{d}\tau^2}+\left(\gamma_j|U_j|^2+\sigma\sum_{k\neq j}\gamma_k|U_k|^2\right)U_j=\lambda_jU_j(K_j-\tfrac{1}{2}\beta_{2j}\Omega_j^2)U_j \tag{7.3.24}$$

对于 $j=0$ 的中心分量,$d_0=\gamma_0=1$。在没有 XPM 项时,这一分量具有标准孤子解 $U_0(\tau)=\mathrm{sech}(\tau)$。假设在有 XPM 项时,所有分量有同样的“双曲正割”形,但振幅不同,即 $U_n(\tau)=a_n\mathrm{sech}(\tau)$。将

此解代入方程(7.3.24)，振幅 a_n 满足下面的代数方程：

$$a_0^2+\sigma\sum_{n\neq 0}\gamma_n a_n^2=1 \qquad \gamma_n a_n^2+\sigma\sum_{m\neq n}\gamma_m a_m^2=d_n \tag{7.3.25}$$

对所有分量来说，只要参量 d_n 和 γ_n 接近 1，这一解就可以描述具有几乎相等强度的 N 个分量的矢量孤子。在简并情形下，$d_n=\gamma_n=1$，利用解析方法可得到孤子振幅为 $U_n=[1+\sigma(N-1)]^{-1/2}$，式中 N 是分量的总数[45]。并不能保证任一多分量矢量孤子的稳定性，对此需要仔细研究。对多分量矢量孤子的稳定性感兴趣的读者可以参阅文献[52]，其中详细讨论了矢量孤子的稳定性。

7.4 频域和时域效应

这一节将考虑两个频谱无交叠的传输脉冲因 XPM 互作用引起的频域和时域的变化[53~59]。为简单起见，假设入射脉冲在传输过程中其偏振态保持不变，因此可忽略偏振的影响。方程(7.1.15)和方程(7.1.16)可描述这两个脉冲沿光纤的演化，其中包含了群速度失配效应、GVD 效应、SPM 效应及 XPM 效应。若忽略光纤损耗，则方程进一步简化为

$$\frac{\partial A_1}{\partial z}+\frac{i\beta_{21}}{2}\frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2}=i\gamma_1(|A_1|^2+2|A_2|^2)A_1 \tag{7.4.1}$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z}+d\frac{\partial A_2}{\partial T}+\frac{i\beta_{22}}{2}\frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2}=i\gamma_2(|A_2|^2+2|A_1|^2)A_2 \tag{7.4.2}$$

式中，

$$T=t-\frac{z}{v_{g1}} \qquad d=\frac{v_{g1}-v_{g2}}{v_{g1}v_{g2}} \tag{7.4.3}$$

T 是以速度 v_{g1} 和脉冲一起运动的参考坐标系中的时间量度，参量 d 是两脉冲间群速度失配的量度。

通常，两脉冲有不同的宽度，以波长为 λ_1 的第一个脉冲的宽度 T_0 作为参考，引入走离长度 L_W 和色散长度 L_D 为

$$L_W=T_0/|d| \qquad L_D=T_0^2/|\beta_{21}| \tag{7.4.4}$$

根据 L_W 和 L_D 及光纤长度 L 相对大小的不同，两脉冲的演化有很大差别。如果 L 相对 L_W 和 L_D 较小，则色散效应将不起重要作用，可以忽略。例如，如果两脉冲的中心波长差在 10 nm 之内($|d|<1$ ps/m)，则对于 $T_0>100$ ps 和 $L=10$ m，就属于这种情况。在这种准连续条件下，7.3 节中的稳态解是适用的。如果 $L_W<L$ 但 $L_D\gg L$，则方程(7.4.1)和方程(7.4.2)中的二阶导数项可以忽略，但一阶导数项必须保留。在这种条件下，尽管脉冲形状不变，但群速度失配与非线性效应感应的频率啁啾的联合作用使频谱发生很大变化，这一般对应于 T_0 约为 100 ps，L 约为 10 m 和 $|d|<10$ ps/m 的情形。最后，对于超短脉冲($T_0<10$ ps)，GVD 项也应包括在内，这样 XPM 将同时影响脉冲的形状和频谱。这两种情形都将在下文中讨论到。

7.4.1 非对称频谱展宽

首先考虑当 $L\ll L_D$ 时，方程(7.4.1)和方程(7.4.2)中的二阶导数项可忽略的简单情形。假设 $L_W<L$，通过参量 d 将群速度失配考虑在内，由于在无 GVD 时脉冲形状不变，因此方程(7.4.1)和方程(7.4.2)可解析求解。$z=L$ 处的通解为[55]

$$A_1(L,T)=A_1(0,T)e^{i\phi_1}\qquad A_2(L,T)=A_2(0,T-dL)e^{i\phi_2}\tag{7.4.5}$$

式中,与时间有关的非线性相移由下式得到:

$$\phi_1(T)=\gamma_1\left(L|A_1(0,T)|^2+2\int_0^L|A_2(0,T-zd)|^2\mathrm{d}z\right)\tag{7.4.6}$$

$$\phi_2(T)=\gamma_2\left(L|A_2(0,T)|^2+2\int_0^L|A_1(0,T+zd)|^2\mathrm{d}z\right)\tag{7.4.7}$$

式(7.4.5)至式(7.4.7)的物理意义很清楚,当脉冲通过光纤时,由于折射率与强度有关,脉冲相位受到调制。对相位的调制来自两方面的贡献:式(7.4.6)和式(7.4.7)的第一项源于 SPM(见 4.1 节),第二项源于 XPM。由于群速度失配,XPM 贡献沿光纤长度方向是变化的,总的 XPM 贡献可通过在光纤长度上的积分得到。

对于某些特殊的脉冲形状,式(7.4.6)和式(7.4.7)中的积分能够解析求出。作为一个说明,考虑两个具有相同宽度 T_0 的无啁啾高斯脉冲,其初始振幅为

$$A_1(0,T)=\sqrt{P_1}\exp\left(-\frac{T^2}{2T_0^2}\right)\qquad A_2(0,T)=\sqrt{P_2}\exp\left(-\frac{(T-T_d)^2}{2T_0^2}\right)\tag{7.4.8}$$

式中,P_1 和 P_2 是峰值功率,T_d 是两脉冲间的初始时间延迟。将式(7.4.8)代入式(7.4.6),可得

$$\phi_1(\tau)=\gamma_1L\left(P_1e^{-\tau^2}+P_2\frac{\sqrt{\pi}}{\delta}[\mathrm{erf}(\tau-\tau_d)-\mathrm{erf}(\tau-\tau_d-\delta)]\right)\tag{7.4.9}$$

式中,erf(x)代表误差函数,且

$$\tau=T/T_0\qquad\tau_d=T_d/T_0\qquad\delta=dL/T_0\tag{7.4.10}$$

对于$\phi_2(\tau)$,利用式(7.4.7)可得到类似的表达式。

正如 4.1 节中所讨论的,与时间有关的相位是通过频谱展宽表现出来的。与纯 SPM 的情形类似,每个脉冲的频谱都将被展宽,并发展成多峰结构,但此时脉冲的频谱形状由 SPM 和 XPM 对脉冲相位的共同贡献决定。图 7.2 给出了选取 $\gamma_1P_1L=40$, $P_2/P_1=0.5$, $\gamma_2/\gamma_1=1.2$, $\tau_d=0$ 以及$\delta=5$ 时两脉冲的频谱,这些参量值对应于下面的一个实验条件,即波长为 630 nm 且峰值功率为 100 W 的脉冲与波长为 530 nm 且峰值功率为 50 W 的脉冲一起入射到光纤中,初始时间延迟 $T_d=0$,脉宽 $T_0=10$ ps,光纤长度 $L=5$ m。图 7.2 最值得注意的特征是频谱不再对称,这完全是由 XPM 引起的。在没有 XPM 互作用时,两个频谱都是对称的,并且表现出较小的展宽。XPM 贡献对脉冲 2 更大($P_1=2P_2$),所以相对于脉冲 1 的频谱,脉冲 2 的频谱更不对称。

通过考虑 XPM 感应的频率啁啾,可以定性地理解图 7.2 所示的频谱特征。对脉冲 1 由式(7.4.9)可得

$$\Delta\nu_1(\tau)=-\frac{1}{2\pi}\frac{\partial\phi_1}{\partial T}=\frac{\gamma_1L}{\pi T_0}\left[P_1\tau e^{-\tau^2}-\frac{P_2}{\delta}\left(e^{-(\tau-\tau_d)^2}-e^{-(\tau-\tau_d-\delta)^2}\right)\right]\tag{7.4.11}$$

对 $\tau_d=0$ 和$|\delta|\ll1$($L\ll L_W$),啁啾由下面的简单关系式给出:

$$\Delta\nu_1(\tau)\approx\frac{\gamma_1L}{\pi T_0}e^{-\tau^2}[P_1\tau+P_2(2\tau-\delta)]\tag{7.4.12}$$

用类似的步骤可得到脉冲 2 的啁啾

$$\Delta\nu_2(\tau)\approx\frac{\gamma_2L}{\pi T_0}e^{-\tau^2}[P_2\tau+P_1(2\tau+\delta)]\tag{7.4.13}$$

当 δ 为正值时，脉冲 1 的前沿部分啁啾较大，而对脉冲 2 情况正好相反。因为脉冲前沿和后沿分别携带红移和蓝移分量，所以脉冲 1 的频谱向红端位移，而脉冲 2 的频谱向蓝端位移，这正是图 7.2 所描述的情况。因为当 $P_1 > P_2$ 时，XPM 贡献对脉冲 2 更大，所以脉冲 2 的频谱位移得更多。当 $P_1 = P_2$，$\gamma_1 \approx \gamma_2$ 时，两脉冲的频谱互成镜像。

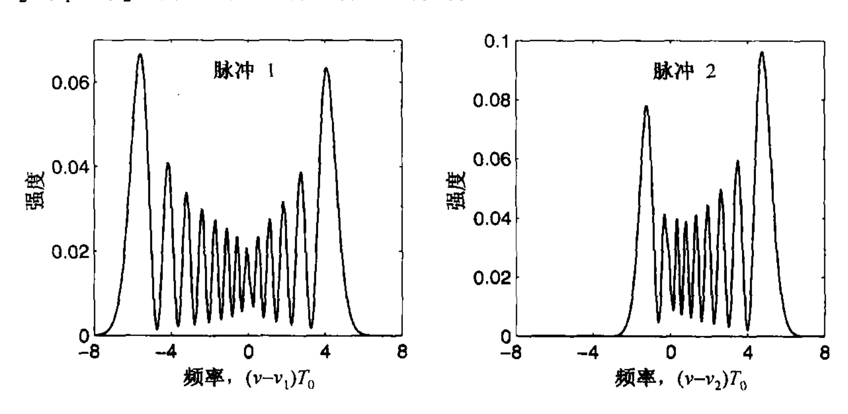


图 7.2　表现为 XPM 感应的非对称频谱展宽的两脉冲的频谱。参量值为 $\gamma_1 P_1 L = 40$，$P_2/P_1 = 0.5$，$\gamma_2/\gamma_1 = 1.2$，$\tau_d = 0$，$L/L_W = 5$

如果两脉冲开始时没有交叠，但有一个相对的时间延迟，则频谱展宽的定性特征和上面相比大不相同[55]。为了突出 XPM 效应，考虑 $P_1 \ll P_2$ 的泵浦-探测结构的情形。忽略 SPM 的贡献，由式(7.4.11)可得到泵浦脉冲对探测脉冲感应的啁啾为

$$\Delta\nu_1(\tau) = \operatorname{sgn}(\delta)\Delta\nu_{\max}\exp[-(\tau-\tau_d)^2] - \exp[-(\tau-\tau_d-\delta)^2] \tag{7.4.14}$$

式中，$\Delta\nu_{\max}$是 XPM 感应啁啾的最大值，由下式给出：

$$\Delta\nu_{\max} = \frac{\gamma_1 P_2 L}{\pi T_0|\delta|} = \frac{\gamma_1 P_2 L_W}{\pi T_0} \tag{7.4.15}$$

注意，$\Delta\nu_{\max}$取决于走离长度 L_W，而不是实际光纤长度 L，这正是所预期的，因为只有两脉冲交叠时才能发生 XPM 互作用。

式(7.4.14)表明，如果 τ_d 和 δ 的符号相反，则由 XPM 感应的啁啾沿探测脉冲有很大的变化。结果，因 τ_d 和 δ 相对值的不同，探测脉冲频谱可具有性质不同的特征。例如，考虑泵浦脉冲比探测脉冲有更快的传输速度($\delta < 0$)，并且有初始时间延迟($\tau_d \geqslant 0$)的情形，对 $\delta = -4$，τ_d 分别为 0，2 和 4，图 7.3 给出了探测脉冲频谱及相位ϕ_1 和啁啾 $\Delta\nu_1$。光纤长度 L 和泵浦峰值功率 P_2 的选取使 $\gamma_1 P_2 L = 40$ 和 $L/L_W = 4$。作为参考，对群速度失配 $d = 10$ ps/m 的 10 ps 泵浦脉冲，有$L_W = 1$ m。当 $\tau_d = 0$ 时，图 7.3 中的探测脉冲频谱严重地不对称，并且向红端位移；当 $\tau_d = 2$ 时，探测脉冲频谱变成对称的；而当 $\tau_d = 4$ 时，探测脉冲频谱又变得不对称，并向蓝端位移。实际上，对于$\tau_d = 0$和 $\tau_d = 4$，其频谱是关于中心频率 $\nu_1 = \omega_1/2\pi$ 互成镜像关系的。

考虑图 7.3 右边一列所示的 XPM 感应的啁啾，可以从物理意义上理解探测频谱。对于$\tau_d = 0$，整个探测脉冲具有正啁啾，并且在脉冲的中心产生最大的啁啾。可是对于 SPM 情形正好相反(见图 4.1)，在脉冲前沿附近啁啾为负，中心部分为零，后沿附近为正。SPM 和 XPM 两种情形的差别是因为群速度失配造成的。当 $\tau_d = 0$ 时，速度较慢的探测脉冲主要与泵浦脉冲的后沿作用，结果 XPM 感应的啁啾是正的，并且探测脉冲频谱仅有蓝移分量；当 $\tau_d = 4$ 时，泵浦脉冲正好

在光纤的输出端赶上探测脉冲,其前沿与探测脉冲发生互作用,所以探测脉冲的啁啾为负,并且频谱移向红端;当 $\tau_d=2$ 时,泵浦脉冲不仅有时间赶上探测脉冲,而且还对称地通过探测脉冲,所以在探测脉冲的中心啁啾为零,这与 SPM 情形相似,但整个探测脉冲上的啁啾量相对较小。结果,探测脉冲的频谱被对称地展宽,而尾部有一小部分能量。这种对称情况下的探测脉冲频谱与比率 L/L_W 的关系非常密切,对于 $\tau_d=1$,如果 $L/L_W=2$,则频谱较宽,并有很多精细结构;相反,如果 $L \gg L_W$,则探测脉冲频谱实际上保持不变。

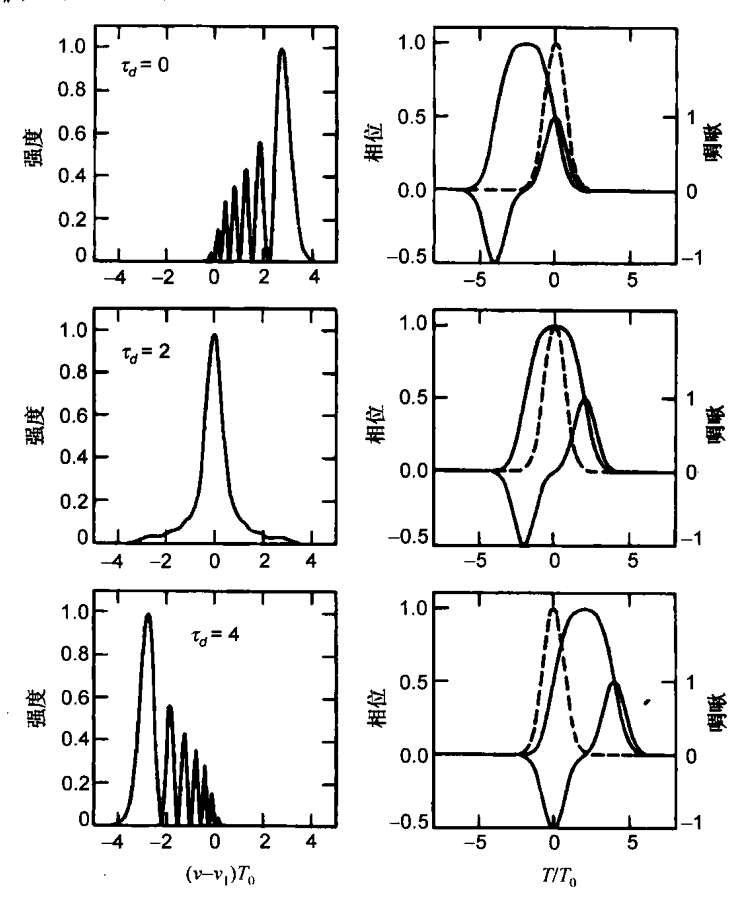


图 7.3 一个随运动较快的泵浦脉冲共同传输的探测脉冲频谱(左列)及 XPM 感应的相位和啁啾(右列),虚线表示探测脉冲形状。三行分别对应于泵浦脉冲的初始时间延迟 τ_d 为0,2和4[55]

用泵浦-探测结构在实验中已观察到 XPM 感应的频谱展宽。一个实验[5]由工作在 1.51 μm 的色心激光器获得 10 ps 的泵浦脉冲,由光纤喇曼激光器产生 1.61 μm 的探测脉冲(见 8.2 节),走离长度约为 80 m,而色散长度超过 10 km。用时间-色散调谐改变两脉冲的有效时间延迟,当光纤长度从 50 m 增加到 400 m 时,对称的和非对称的探测脉冲频谱均被观察到。

另一个实验[54]用 Nd:YAG 激光器提供波长为 1.06 μm 的 33 ps 泵浦脉冲和波长为 0.53 μm 的 25 ps 探测脉冲,两脉冲的时间延迟用马赫-曾德尔干涉仪调节。因为群速度失配相当大($d\approx 80$ ps/m),所以走离长度仅约为 25 cm,对实验中所用的 1 m 长光纤,$L/L_W=4$。通过改变时间延迟 T_d 和泵浦脉冲峰值功率,记录下探测脉冲的频谱。由于多峰结构无法分辨,频谱表现为红移或蓝移,并且稍有展宽,这种由 XPM 感应的频谱位移称为感应频移[54]。

图 7.4 给出了感应频移与时间延迟 T_d 的变化关系,实线是由式(7.4.14)得到的理论预期

结果，对一个给定的时间延迟，频移可由最大的 $\Delta\nu_1(\tau)$ 得到，最大值发生在 $\tau=0$ 附近。频移为

$$\Delta\nu_1=\Delta\nu_{\max}\{\exp(-\tau_d^2)-\exp[-(\tau_d+\delta)^2]\} \tag{7.4.16}$$

对实验所取的参量值，式中，$\delta\approx-4$，并且 $\tau_d=T_d/T_0$，$T_0\approx20$ ps。式(7.4.16)表明，当 $\tau_d=0$ 和 $\tau_d=4$ 时，产生最大的频移 $\Delta\nu_{\max}$；但是，当 $\tau=2$ 时，频移为零，这些特征与实验结果一致。根据式(7.4.15)，最大频移应随泵浦脉冲的峰值功率线性增加。正如图 7.5 所示，实验中也确实观察到了这种行为。XPM 感应的探测脉冲波长的位移约为 0.1 nm/kW，它受走离长度的限制。如果将泵浦脉冲和探测脉冲的波长差减少到几纳米，频移可增大一个数量级或更多。XPM 感应的频移对光通信有用。

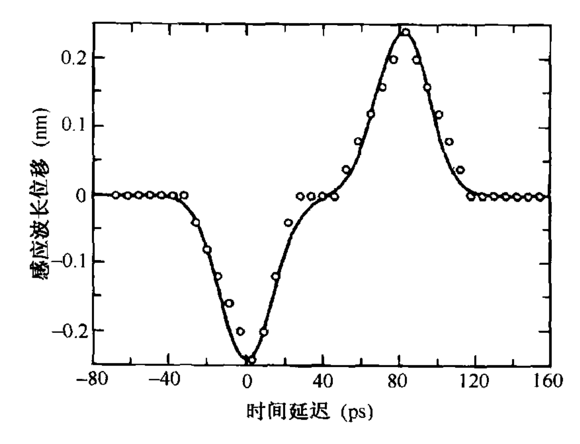


图 7.4　XPM 感应的 0.53 μm 探测脉冲的波长位移随 1.06 μm 泵浦脉冲初始时间延迟的变化关系，圆点是实验数据，实线是理论值[54]

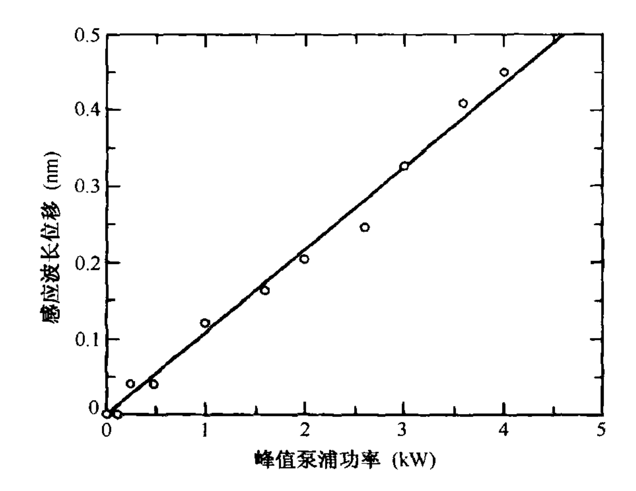


图 7.5　两脉冲没有初始时间延迟($\tau_d=0$)时，XPM 感应的 0.53 μm 探测脉冲的波长位移随 1.06 μm 泵浦脉冲峰值功率的变化关系[54]

7.4.2　非对称时域变化

在以上讨论中，假设色散长度 L_D 比光纤长度 L 大得多，结果两脉冲在光纤中传输时形状保持不变。当 L_D 与 L 或走离长度 L_W 相当时，XPM 和 SPM 及 GVD 的联合作用可导致伴随频域变化的时域变化(见 7.4.1 节)。数值解方程(7.1.15)和方程(7.1.16)可以研究这些时域变化，

为方便起见,按 4.2 节的方法定义

$$\xi = \frac{z}{L_D} \qquad \tau = \frac{t - z/v_{g1}}{T_0} \qquad U_j = \frac{A_j}{\sqrt{P_1}} \tag{7.4.17}$$

引入归一化参量,将耦合振幅方程写成[55]

$$\frac{\partial U_1}{\partial \xi} + \operatorname{sgn}(\beta_{21})\frac{i}{2}\frac{\partial^2 U_1}{\partial \tau^2} = iN^2(|U_1|^2 + 2|U_2|^2)U_1 \tag{7.4.18}$$

$$\frac{\partial U_2}{\partial \xi} \pm \frac{L_D}{L_W}\frac{\partial U_2}{\partial \tau} + \frac{i}{2}\frac{\beta_{22}}{\beta_{21}}\frac{\partial^2 U_2}{\partial \tau^2} = iN^2\frac{\omega_2}{\omega_1}(|U_2|^2 + 2|U_1|^2)U_2 \tag{7.4.19}$$

式中,参量 N 为

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{\text{NL}}} = \frac{\gamma_1 P_1 T_0^2}{|\beta_{21}|} \tag{7.4.20}$$

由于假设 $\alpha_j L \ll 1(j=1,2)$,光纤损耗已被忽略。方程(7.4.19)中的第二项对应两脉冲间的群速度失配,正负号的选择取决于式(7.4.3)定义的参量 d 的符号。

为了突出 XPM 效应,考虑泵浦-探测结构是有用的。假设 $|U_2|^2 \ll |U_1|^2$,方程(7.4.18)和方程(7.4.19)中含 $|U_2|^2$ 的项可忽略。这样,由方程(7.4.18)描述的泵浦脉冲的演化不受探测脉冲的影响,可是由于交叉相位调制效应,泵浦脉冲在很大程度上影响探测脉冲的演化。

方程(7.4.19)描述了 XPM 和 GVD 的联合作用对探测脉冲形状和频谱的影响,用 2.4 节中介绍的分步傅里叶法能够数值求解这两个方程。

对 $N=10$,$L_D/L_W=10$,$\omega_2/\omega_1=1.2$ 及 $\beta_{22}\approx\beta_{21}>0$,图 7.6 给出了 $\xi=0.4$ 处泵浦和探测脉冲的波形和频谱。两脉冲在光纤输入端都为高斯形,脉宽相同,并且没有初始时间延迟。假设泵浦脉冲比探测脉冲传输得快($d>0$),泵浦脉冲的形状和频谱具有 SPM 和 GVD 联合作用时的特征(见 4.2 节)。相反,探测脉冲的形状和频谱由 XPM 和 GVD 的联合作用决定。为便于比较,图 7.7 给出了在不考虑 GVD 时的探测脉冲和泵浦脉冲频谱。7.4.1 节中已讨论过,在不考虑 GVD 的情况下,探测脉冲频谱向蓝端非对称展宽。GVD 效应减小了不对称的程度,这时红移的频谱分量将携带一部分脉冲能量(见图 7.6)。

从图 7.6 中看到,GVD 最明显的影响是使探测脉冲的形状改变。当不存在 GVD 时,XPM 仅影响光学相位,脉冲形状保持不变。可是当存在 GVD 时,由于 XPM 感应啁啾施加于探测脉冲上,所以探测脉冲的不同部分以不同的速度传输,从而导致结构复杂的非对称形状[55]。探测脉冲的后沿附近产生快速振荡,而前沿却受影响不大。这些振荡与 4.2.3 节中讨论的光波分裂现象有关,在那里,SPM 和 GVD 的联合作用导致脉冲两翼的振荡(见图 4.12)。这里,沿整个探测脉冲后沿的振荡正是由 XPM 和 GVD 的联合作用造成的。

在图 7.6 中看到的特征可以定性地理解为,XPM 感应的啁啾在脉冲中心最大(如图 7.3 最上面一行所示),频率啁啾和正常 GVD 的联合作用使探测脉冲的峰位相对其尾部慢下来,由于峰位滞后并与后沿相干涉,所以发生 XPM 感应光波分裂现象。同样,根据移动较快的泵浦脉冲主要与探测脉冲的后沿相互作用,也可理解上述行为。实际上,如果探测脉冲和泵浦脉冲的波长反过来,使移动较慢的泵浦脉冲主要与探测脉冲的前沿相互作用,则因为 XPM 感应的啁啾使探测脉冲的峰位相对其尾部运动加快,振荡将在脉冲前沿附近产生。对有色散的 XPM,泵浦和探测脉冲间的初始时间延迟效应能导致与图 7.3 非常不同的定性特征。例如,即使泵浦脉冲以对称的方式扫过探测脉冲,当包括了 GVD 效应时,探测脉冲频谱也不再对称。

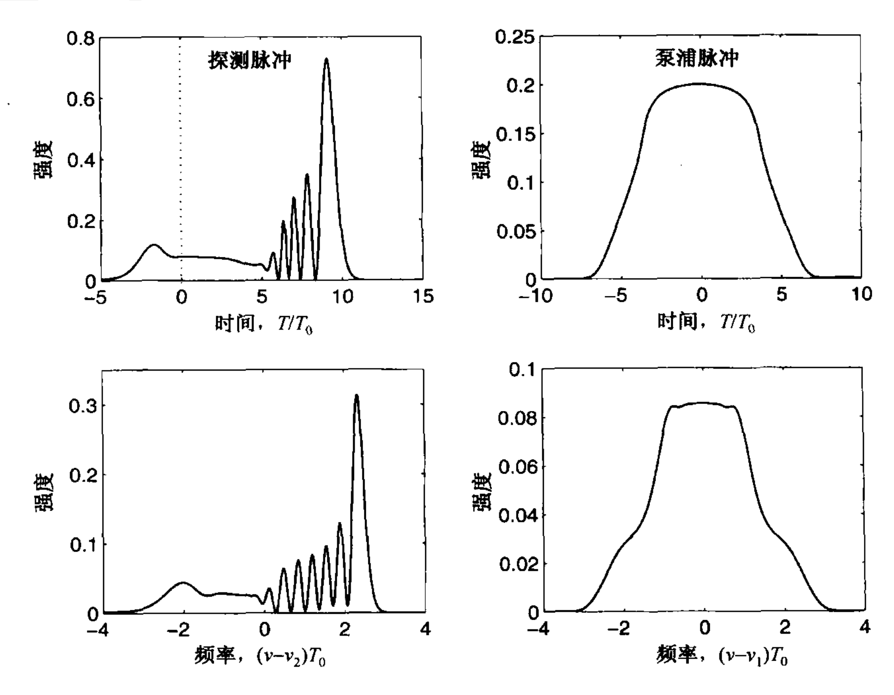


图 7.6　探测脉冲和泵浦脉冲在 $\xi=0.4$ 处的形状(上行)和频谱(下行),虚线给出输入脉冲所在的位置;两脉冲都是高斯形的且在 $\xi=0$ 处完全重叠[55]

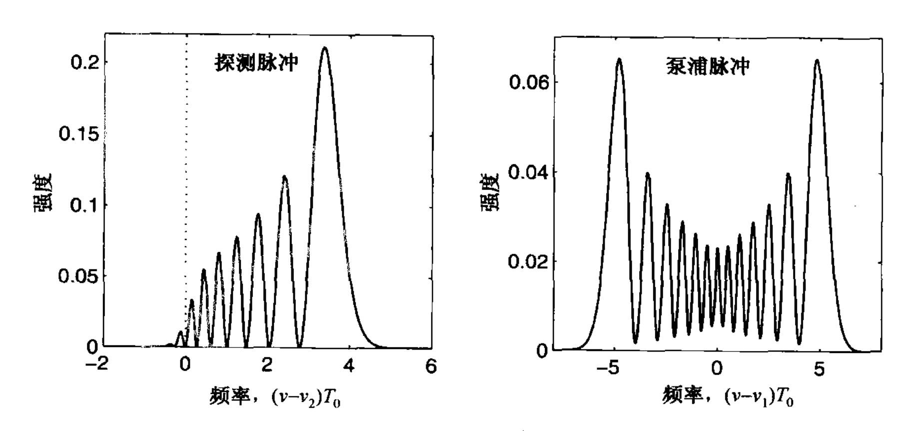


图 7.7　探测脉冲和泵浦脉冲的频谱,条件除忽略 GVD 效应外与图 7.6 中的完全相同。由于脉冲形状不发生变化,所以没有示出

通过实验观察 XPM 感应的非对称时域效应需要用飞秒脉冲,这是因为若 $T_0>5$ ps,则 $L_D>1$ km,而对典型值 $|d|\approx 10$ ps/m, $L_W\approx 1$ m。由于 XPM 仅在几个走离长度内发生,所以仅当 L_D 和 L_W 相当时,XPM 和 GVD 之间的互作用才能发生。例如,当 $T_0=100$ fs 时,L_D 和 L_W 都变为 10 cm 左右,上面所讨论的时域效应在不超过 1 m 长的光纤内就能发生,可是对于这样短的脉冲必须包括高阶非线性效应。

7.4.3　高阶非线性效应

正如在 2.3 节中所讨论的,对于飞秒光脉冲,必须考虑几种高阶非线性效应。实际中最重要的高阶非线性效应是由分子振动引起的喇曼效应。对单个脉冲在反常 GVD 区传输的情形,

喇曼效应导致脉冲内喇曼散射,它表现为喇曼感应频移(见5.5节)。问题是,脉冲内喇曼散射是如何影响两个超短脉冲间的XPM互作用的[60~62]。

当考虑喇曼效应对非线性极化 P_{NL}的贡献时,必须用式(2.3.32)代替式(2.3.6)。尽管仍可以按7.1节的步骤得到耦合振幅方程,但数学推导非常烦琐。用式(2.3.38)作为喇曼响应函数的函数形式,得到的方程可写成[61]

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_j}{\partial z}+\frac{1}{v_{gj}}\frac{\partial A_j}{\partial t}+\frac{i\beta_{2j}}{2}\frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2}+\frac{\alpha_j}{2}A_j &= i\gamma_j(1-f_R)(|A_j|^2+2|A_m|^2)A_j+\\ &i\gamma_j f_R\int_0^\infty \mathrm{d}s\,h_R(s)\{[|A_j(z,t-s)|^2+|A_m(z,t-s)|^2]A_j(z,t)+\\ &A_j(z,t-s)A_m^*(z,t-s)\exp[i(\omega_j-\omega_m)s]A_m(z,t)\}\end{aligned} \tag{7.4.21}$$

式中,$j=1$ 或 2,$m=3-j$,参量 f_R 表示喇曼效应对非线性极化的贡献(约为18%),$h_R(t)$是喇曼响应函数,其虚部通过式(2.3.39)与喇曼增益谱相联系。

尽管方程(7.4.21)很复杂,但各非线性项的物理意义非常明显。在方程(7.4.21)的右边,前两项代表电子响应对SPM和XPM的贡献,中间两项代表分子振动对SPM和XPM的贡献,最后一项代表因喇曼放大引起的两脉冲间的能量转移(见第8章)。当设 $f_R=0$ 而忽略喇曼贡献时,方程(7.4.21)简化为方程(7.1.15)和方程(7.1.16)。类似地,若忽略喇曼放大项,假设两脉冲宽度比喇曼响应时间(约为50 fs)大得多且用 δ 函数替换 $h_R(t)$,则也可以得到方程(7.1.15)和方程(7.1.16)。

方程(7.4.21)表明,当喇曼贡献包括在内时,XPM感应的耦合效应以不同的方式影响超短光脉冲。最后一项代表的能量转移将在第8章有关受激喇曼散射的内容中讨论。方程(7.4.21)较新颖的部分是分子振动对SPM和XPM的贡献。与单脉冲情形相似,这部分贡献将导致载频位移,最重要的特征是这种频移是由脉冲内(intrapulse)和脉冲间(interpulse)的喇曼散射共同产生的。在孤子的讨论中,由于两共同传输脉冲的交叠,除了有自频移外,还伴随交叉频移[61]。自频移和交叉频移的符号既可以相同,也可以相反,这取决于载频差 $\omega_1-\omega_2$ 是小于还是大于喇曼增益最大处的频率(见第8章)。这样,载频不同的两个脉冲间的XPM互作用既可以增强,也可以抑制每个脉冲单独传输时的自频移[7]。

7.5 XPM的应用

XPM这种非线性现象既有有利的一面,也有不利的一面,但其最直接的影响和多信道光波系统有关,这种系统的性能不可避免地受相邻信道间XPM互作用的限制,而且还受所谓的信道内XPM的影响,信道内XPM源于属于同一信道的相邻脉冲的交叠[51]。本节主要讨论XPM几个有价值的应用,如脉冲压缩和光开关。

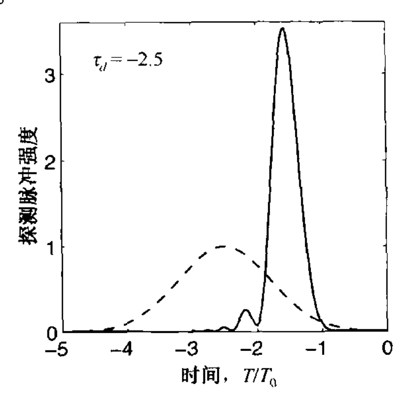
7.5.1 XPM感应的脉冲压缩

众所周知,SPM感应啁啾可用于光脉冲压缩(见本书应用篇第6章)[63]。因为XPM也可对光脉冲施加频率啁啾,所以它也能用于脉冲压缩[64~70]。XPM感应脉冲压缩的一个明显的优点是,它不像SPM方法那样需要输入脉冲有较高的强度和能量。XPM可以压缩弱输入脉冲,因为频率啁啾是由共同传输的强泵浦脉冲产生的。但是,因为XPM感应的啁啾受走离效应的影响,它主要取决于泵浦-探测脉冲的初始相对时间延迟,所以在XPM感应脉冲压缩的实际应用中,需要小心控制泵浦脉冲参数,如脉宽、峰值功率、波长及相对于探测脉冲(信号脉冲)的初始时间延迟。

根据走离长度 L_W 和色散长度 L_D 的相对大小，可分成两种情况讨论。如果对整个光纤 $L_D \gg L_W$，GVD 效应可忽略，那么这时光纤通过 XPM 感应啁啾，并且需要一个光栅对压缩啁啾脉冲，啁啾的大小和形式可以用式(7.4.11)分析。当泵浦脉冲比信号脉冲宽得多时，可在信号脉冲中产生近似线性的啁啾[66]。压缩因子取决于泵浦脉冲能量，并且很容易超过 10。

当 L_D 和 L_W 可以相比拟时，可以利用另一种脉冲压缩机制，这时同一根光纤既能产生 XPM 感应啁啾，又能通过 GVD 压缩脉冲。有趣的是，与 SPM 只能在反常 GVD 区产生压缩的情况相反，XPM 即使在可见光区(正常 GVD)也可能产生脉冲压缩，而不需要光栅对。对一组给定的泵浦和信号脉冲，可通过数值求解方程(7.4.18)和方程(7.4.19)来研究这种压缩器的性能[55]。一般而言，需要在泵浦脉冲和探测脉冲之间引入一个相对时间延迟 T_d，使传输较快的脉冲能赶上并通过传输较慢的脉冲。最大的压缩发生在距离 $|\tau_d| L_W$ 处，但在这一点脉冲质量并不一定最佳。

通常，需要在脉冲压缩强度和压缩质量之间进行权衡。例如，图 7.8 比较了泵浦脉冲和探测脉冲在距离 $z/L_D=0.2$ 处的脉冲形状(实线)。在光纤输入端，两脉冲是脉宽相同的高斯脉冲(虚线)，波长比 $\lambda_1/\lambda_2=1.2$。然而，探测脉冲以 $\tau_d=-2.5$ 超前，其他参数为 $N=10$，$L_D/L_W=10$。正如所预期的，泵浦脉冲在光纤正常色散区被大幅度展宽；然而，探测脉冲被压缩了约 4 倍，除了脉冲前沿有一些小的自振外，没有基座产生。如果初始泵浦脉冲比探测脉冲宽，那么即使这种自振也可被抑制，但对给定的泵浦功率要牺牲一点压缩量。当然，增加泵浦功率可得到更大的压缩因子。



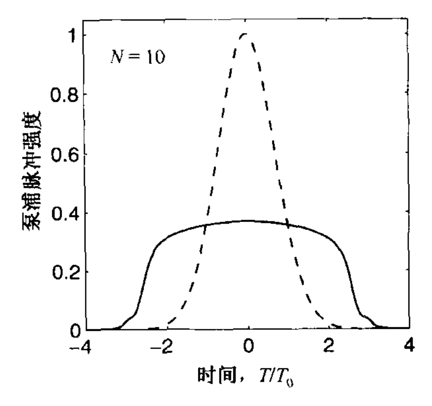


图 7.8　距离 $z/L_D=0.2$ 处的泵浦脉冲和探测脉冲的形状，虚线是 $z=0$ 处的输入脉冲形状，利用峰值功率满足 $N=10$ 的泵浦脉冲实现 XPM 感应的脉冲压缩

当 XPM 感应耦合由单光束的两个正交偏振分量引起时，XPM 感应的脉冲压缩还可在光纤的正常 GVD 区发生[68]。1990 年的一个实验证实利用这种方法确实能实现脉冲压缩[67]，该实验使用偏振迈克尔逊干涉仪将 2 ps 的脉冲注入到 1.4 m 长光纤(2.1 mm 拍长)中，两偏振分量的峰值功率和相对时间延迟可调。对 1.2 ps 的相对时间延迟，当强偏振分量的峰值功率为1.5 kW 时，弱偏振分量被压缩约 6.7 倍。

当泵浦脉冲和信号脉冲都在光纤的正常 GVD 区传输时，由于群速度失配和与之相关的走离效应，压缩脉冲肯定不对称。当两脉冲的波长位于光纤零色散波长(对传统石英光纤约为 1.3 μm)的对边时，可使二者群速度基本相等，一种可行方案是用 1.06 μm 的泵浦脉冲压缩 1.55 μm 的信号脉冲。信号脉冲自身太弱不能形成光孤子，可是通过共同传输的泵浦脉冲，对其施加的 XPM 感应啁啾可能很强，这样信号脉冲在传输过程中会经历一个与高阶孤子相联系的初始压缩阶段[8]。

图 7.9 给出了当泵浦脉冲宽度与信号脉冲相同,但强度达到使式(7.4.18)中的 $N=30$ 时,信号脉冲和泵浦脉冲的演化过程。由于 XPM 感应的啁啾,信号脉冲在质量下降之前被压缩约 10 倍。压缩因子和脉冲质量都取决于泵浦脉冲的宽度和能量,而且可通过优化泵浦脉冲参数进行控制。尽管从严格意义上讲,信号脉冲从未形成孤子,但这种脉冲压缩方法还是与高阶孤子效应压缩相似。若使用色散位移光纤,即使泵浦和信号波长都在 1.55 μm 区,只要光纤零色散波长位于泵浦波长和信号波长的中间,就可以利用此方法压缩脉冲。在 1993 年的一个实验中[69],用 12 ps 的泵浦脉冲将 10.6 ps 的信号脉冲压缩到 4.6 ps。泵浦和信号脉冲分别从工作在 1.56 μm 和1.54 μm的锁模半导体激光器获得,重复频率为 5 GHz,用光纤放大器将泵浦脉冲放大到 17 mW 的平均功率。此实验证明,在半导体激光器能够达到的功率水平上,可以实现 XPM 感应的脉冲压缩。

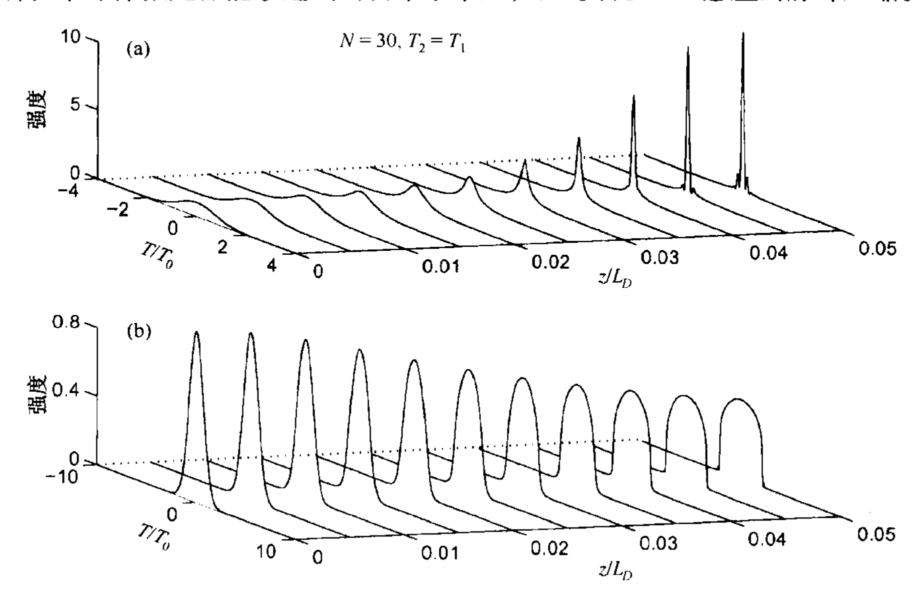


图 7.9 当峰值功率满足 $N=30$ 的泵浦脉冲在光纤正常色散区传输时,(a) 信号脉冲和(b) 泵浦脉冲的时域演化,信号脉冲通过光纤反常GVD区时,XPM会感应脉冲压缩[55]

7.5.2 XPM 感应的光开关

XPM 感应的相移还能用于光开关[63]。已有几种干涉仪结构利用 XPM 感应相移来实现超快光开关[71~83]。XPM 感应开关的物理机制可由一个普通的干涉仪来理解。一弱信号脉冲等分到干涉仪的两条臂上,每条臂上获得的相移相同,最后通过相长干涉透射。当一个不同波长的泵浦脉冲入射到干涉仪的某一条臂上时,它将在此臂上通过 XPM 效应使信号脉冲的相位改变。如果 XPM 感应的相移足够大(接近 π),那么由于在输出端产生相消干涉,信号脉冲将不能被透射。这样,一个强泵浦脉冲就通过 XPM 感应相移实现了对信号脉冲的开关功能。

XPM 感应的光开关效应在 1990 年得到了验证[73]。该实验用光纤环形镜作为萨格纳克干涉仪,用一个对 1.53 μm 波长分光比为 50:50、对 1.3 μm 波长分光比为 100:0 的双色光纤耦合器,可允许双波长工作。1.53 μm 波长的色心激光器提供低功率(约为 5 mW)连续信号。正如所预期的,在没有泵浦脉冲时,500 m 长光纤环形镜起全反镜的作用,环内反向传输的信号获得同样的相移。当 1.3 μm 波长的 Nd:YAG 激光器产生的 130 ps 泵浦脉冲在环内以顺时针方向注入时,泵浦脉冲和信号间的 XPM 互作用在反向传输的两路信号之间引入一个相位差。当泵浦脉冲的峰值功率足以引入一个 π 相移时,大部分信号功率从干涉仪透射。

XPM 感应相移不仅取决于泵浦脉冲的脉宽和形状，而且还和群速度失配有关。在泵浦光和信号都为脉冲光的情况下，相移还取决于泵浦脉冲和信号脉冲之间的相对时间延迟。实际上，XPM 感应相移的大小和持续时间可以通过初始时间延迟控制(见图 7.3)。要说明的主要一点是，当两个脉冲互相完全通过对方时，大部分信号脉冲上的相移相当均匀，实现了信号脉冲的完全开关。由于群速度失配，产生 π 相移所需的泵浦功率一般很高。

如果泵浦脉冲和信号脉冲正交偏振但波长相同，则可以大大减小群速度失配。而且，即使双折射引起脉冲走离，使 XPM 感应的相移小于 π，还可以用交叉拼接方法累积相移[76]。此方法是将多段保偏光纤按快慢轴旋转 90°的方式依次拼接构成光纤环形镜，结果在光纤环的每一小段中，泵浦脉冲和信号脉冲被迫相互扫过对方，XPM 感应相移增加的倍数与拼接的段数相等。

7.5.3 XPM 感应的非互易性

两束具有相同(或不同)波长的光波在光纤中沿相反方向传输时，前向波和后向波也可以通过 XPM 发生相互作用，这种互作用可导致新的定性特征。当用光纤构成一个非线性环形谐振腔时，这种特征表现为光学双稳性及其他一些不稳定性[84~95]。特别值得注意的是，XPM 感应的非互易性可以影响光纤陀螺仪的性能[96~101]。

两反向传输光波间非互易性的起因可按 7.1 节的分析来理解。如果 A_1 和 A_2 分别是前向和后向传输波的振幅，则它们满足与方程(7.1.15)和方程(7.1.16)相似的耦合振幅方程

$$\pm\frac{\partial A_j}{\partial z}+\frac{1}{v_g}\frac{\partial A_j}{\partial t}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2}+\frac{\alpha}{2}A_j=i\gamma(|A_j|^2+2|A_{3-j}|^2)A_j \tag{7.5.1}$$

式中的正负号分别对应于 $j=1$ 或 2。对连续波情形，此方程容易求解，为简单起见，忽略光纤损耗，此解为

$$A_j(z)=\sqrt{P_j}\exp(\pm i\phi_j) \tag{7.5.2}$$

式中，P_j 是峰值功率，非线性相移为

$$\phi_j=\gamma z(P_j+2P_{3-j})$$

式中，$j=1,2$。如果 $P_1\neq P_2$，则两个反向传输光波的相移 ϕ_1 和 ϕ_2 并不相同，这种非互易性是因为方程(7.5.1)中的 XPM 项中出现的因子 2 引起的。

XPM 感应的非互易性对高精度光纤陀螺仪是有害的，这种仪器可用来测量每小时 0.01°的旋转率[102]。图 7.10 是光纤陀螺仪的设计示意图，其工作原理基于萨格纳克效应[103]，此效应在两反向传输波之间引入一个与旋转有关的相对相移，该相移为

$$\Delta\phi=\phi_1-\phi_2=\gamma L(P_2-P_1)+S\Omega \tag{7.5.3}$$

式中，L 是光纤总长度，Ω 是旋转率，S 是比例因子(取决于光纤长度 L 及光纤环的半径[102])。如果功率 P_1 和 P_2 是常数，则式(7.5.3)中的 XPM 项影响不大。可是在实际情况中，功率可能会出现起伏。如果取 $\gamma\approx 10\ \text{W}^{-1}/\text{km}$ 和 $L\approx 100$ m，那么即使两反向传输波之间的功率差为1 μW，也可使 $\Delta\phi$ 改变约 1×10^{-6} 弧度，这个值典型地对应于每小时 0.1°的旋转率，这表明 XPM 将严重限制光纤陀螺仪的灵敏度，除非功率水平被控制在 10 nW 以内。

有几种方案可以减轻 XPM 的影响，从而改善陀螺仪的性能。一种方案[97]是在两反向传输波未进入光纤环之前调制激光功率。因为光波的时间相关性，这种情形可通过用适当的边界条件解方程(7.5.1)来分析[101]。其结果表明，如果适当选取调制频率，那么非互易效应可明显降

低。从物理意义上可以理解为,仅当两脉冲在时域上有交叠时,才产生 XPM。其本质是,XPM 感应的非互易性产生于反向传输波之间的干涉。调制降低了反向传输波之间的相干性,因而降低了这种干涉的效率。当然,利用有限相干时间的宽带光源也可得到相同的结果[98~100]。为此,热源和发光二极管都曾采用过[102]。

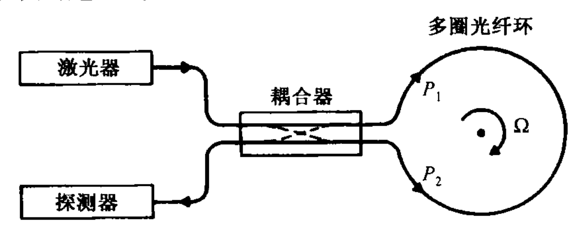


图 7.10 光纤陀螺的示意图,激光器发出的光通过一个 50:50 的耦合器分成两束,沿多圈光纤环反向传输,旋转感应的相位差通过一个相敏探测器进行测量

现在简单地讨论 XPM 对光学双稳性的影响。任何置于谐振腔内的非线性介质都能表现出双稳性[104],光纤也不例外。如果为此做一个光纤环形腔,则不论光波沿顺时针方向还是逆时针方向传输,都能产生光学双稳性。当光波沿两个方向入射时,可产生一种有趣的现象。因为两反向传输光波之间通过 XPM 感应耦合,所以这种器件可作为两耦合的双稳系统,并且表现出许多新的定性特征[85~87]。尽管对光纤环形腔中单向传输的情形已观察到光学双稳性[88],但双向传输情形在实验上还没有引起足够的重视。

两个反向传输光脉冲之间的 XPM 互作用一般非常弱,而且对超短脉冲情形可以忽略。原因是,即使同向传输的脉冲,随着相对群速度差的增加,XPM 感应的相移也会减小[见式(7.4.9)];而对反向传输的脉冲,群速度失配更大,以至于两脉冲几乎没有时间相互作用。然而,对非常强的脉冲,一些可测量的效应也能发生。例如,一个实验将峰值强度约为10 TW/cm^{2}的 0.7 ps 泵浦脉冲穿过 1 mm 厚的玻璃板,观察到了探测脉冲的频谱位移,这只能解释为反向传输的泵浦脉冲和探测脉冲之间发生了 XPM 互作用[105]。在光纤中,反向传输波之间的 XPM 互作用对光纤布拉格光栅非常重要(见本书应用篇第 1 章)。

7.6 偏振效应

本章到目前为止,假设通过 XPM 耦合的所有光场都能够保持其初始线偏振态。这一假设仅对各向同性光纤成立,而对双折射光纤便不再适合。即使在各向同性光纤中,如果入射光场不是线偏振的,那么 XPM 感应的非线性双折射也会导致偏振态的变化[106~108]。本节将介绍 XPM 的一种矢量理论,该理论适用于以不同偏振态入射并在光纤中传输的光场[107]。

7.6.1 XPM 的矢量理论

正如 6.6 节所讨论的,利用琼斯矩阵形式可以比较简洁地表示偏振态。三阶非线性极化由式(2.3.6)给定,对于同时在光纤中传输的两个不同的光场,总的电场可以写为

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)=\tfrac{1}{2}[\boldsymbol{E}_1\exp(-i\omega_1 t)+\boldsymbol{E}_2\exp(-i\omega_2 t)]+\text{c.c.} \tag{7.6.1}$$

式中,$\boldsymbol{E}_j$ 是以频率 $\omega_j\,(j=1,2)$ 振荡的光场的慢变振幅。如果按照 6.1.1 节的方法,并利用式(6.1.2)表示三阶极化率,则 $\boldsymbol{P}_{\rm NL}$ 可以写成

$$\boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}=\frac{1}{2}[\boldsymbol{P}_1\exp(-i\omega_1 t)+\boldsymbol{P}_2\exp(-i\omega_2 t)]+\text{c.c.} \tag{7.6.2}$$

式中，$\boldsymbol{P}_1$ 和 $\boldsymbol{P}_2$ 为

$$\begin{aligned}\boldsymbol{P}_j=\frac{\varepsilon_0}{4}\chi_{xxxx}^{(3)}[(\boldsymbol{E}_j\cdot\boldsymbol{E}_j)\boldsymbol{E}_j^*+2(\boldsymbol{E}_j^*\cdot\boldsymbol{E}_j)\boldsymbol{E}_j+\\ 2(\boldsymbol{E}_m^*\cdot\boldsymbol{E}_m)\boldsymbol{E}_j+2(\boldsymbol{E}_m\cdot\boldsymbol{E}_j)\boldsymbol{E}_m^*+2(\boldsymbol{E}_m^*\cdot\boldsymbol{E}_j)\boldsymbol{E}_m]\end{aligned} \tag{7.6.3}$$

式中，$j\neq m$。在推导这一表达式时，利用了三阶极化率 $\chi^{(3)}$ 各分量之间的关系[见式(6.1.5)]，并假设这三个分量大小相同。

一个很好的近似是，忽略两个场矢量 $\boldsymbol{E}_1$ 和 $\boldsymbol{E}_2$ 的纵向分量，假设它们位于 x-y 平面内；对表示在 x-y 平面内偏振的光的琼斯矢量，采用刃矢量表示更为方便[109]。光纤内任意一点 $\boldsymbol{r}$ 处的两个场可以写为

$$\boldsymbol{E}_j(\boldsymbol{r},t)=F_j(x,y)|A_j(z,t)\rangle\exp(i\beta_j z) \tag{7.6.4}$$

式中，$F_j(x,y)$表示光纤模式的横向分布，β_j 是载频 ω_j 处的传输常数。琼斯矢量$|A_j\rangle$是二维列矢量，表示 x-y 平面内电场的两个分量。在这种符号中，$\boldsymbol{E}_j^*\cdot\boldsymbol{E}_j$ 和 $\boldsymbol{E}_j\cdot\boldsymbol{E}_j$ 分别与$\langle A_j|A_j\rangle$和$\langle A_j^*|A_j\rangle$有关。

按照7.1.2节的方法，可以得到如下矢量形式的耦合 NLS 方程[107]：

$$\begin{aligned}\frac{\partial|A_1\rangle}{\partial z}+\frac{1}{v_{g1}}\frac{\partial|A_1\rangle}{\partial t}+\frac{i\beta_{21}}{2}\frac{\partial^2|A_1\rangle}{\partial t^2}+\frac{\alpha_1}{2}|A_1\rangle=\frac{i\gamma_1}{3}\Big(2\langle A_1|A_1\rangle+|A_1^*\rangle\langle A_1^*|+\\ 2\langle A_2|A_2\rangle+2|A_2\rangle\langle A_2|+2|A_2^*\rangle\langle A_2^*|\Big)|A_1\rangle\end{aligned} \tag{7.6.5}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial|A_2\rangle}{\partial z}+\frac{1}{v_{g2}}\frac{\partial|A_2\rangle}{\partial t}+\frac{i\beta_{22}}{2}\frac{\partial^2|A_2\rangle}{\partial t^2}+\frac{\alpha_2}{2}|A_2\rangle=\frac{i\gamma_2}{3}\Big(2\langle A_2|A_2\rangle+|A_2^*\rangle\langle A_2^*|+\\ 2\langle A_1|A_1\rangle+2|A_1\rangle\langle A_1|+2|A_1^*\rangle\langle A_1^*|\Big)|A_2\rangle\end{aligned} \tag{7.6.6}$$

式中，γ_j 由式(7.1.17)定义。按照惯例，$\langle A|$代表$|A\rangle$的厄米特(Hermit)共轭，也就是说，它是一个对$|A\rangle$的所有元素都取复数共轭的行矢量。内积$\langle A|A\rangle$与$|A\rangle$光场的功率有关。在推导耦合NLS方程时，假设光纤没有任何双折射。正如7.7节中的处理方法，可以通过一种简单方式将实际光纤的残余双折射包括在内。

7.6.2 偏振演化

一般而言，方程(7.6.5)和方程(7.6.6)相当复杂，需要用数值方法求解。为了尽可能简单地研究 XPM 感应的偏振效应，本节做两个简化。首先，假设光纤长度 L 比与两个光波有关的色散长度短得多，GVD 效应可以忽略；其次，采用泵浦-探测结构，假设探测功率$\langle A_2|A_2\rangle$比泵浦功率$\langle A_1|A_1\rangle$小得多，这样可以忽略探测波引起的非线性效应，因此方程(7.6.5)和方程(7.6.6)的右边可大大简化。若以和探测脉冲一起移动的坐标系作为参考系，并引入归一化时间 $\tau=(t-z/v_{g2})/T_0$，式中 T_0 是入射泵浦脉冲的宽度，则方程(7.6.5)和方程(7.6.6)简化为

$$\frac{\partial|A_1\rangle}{\partial z}+\frac{1}{L_W}\frac{\partial|A_1\rangle}{\partial\tau}=\frac{i\gamma_1}{3}\Big(2\langle A_1|A_1\rangle+|A_1^*\rangle\langle A_1^*|\Big)|A_1\rangle \tag{7.6.7}$$

$$\frac{\partial|A_2\rangle}{\partial z}=\frac{2i\gamma_2}{3}\Big(\langle A_1|A_1\rangle+|A_1\rangle\langle A_1|+|A_1^*\rangle\langle A_1^*|\Big)|A_2\rangle \tag{7.6.8}$$

式中，$L_W=|v_{g1}-v_{g2}|/(T_0 v_{g1}v_{g2})$是走离长度，光纤损耗忽略不计。

正如在第6章中看到的,利用邦加球上斯托克斯矢量的旋转,可以更直观地表示光场偏振态的演化。因此,对于泵浦和探测光场引入归一化的斯托克斯矢量[109]

$$\boldsymbol{p}=\langle A_1|\boldsymbol{\sigma}|A_1\rangle/P_0 \qquad \boldsymbol{s}=\langle A_2|\boldsymbol{\sigma}|A_2\rangle/P_{20} \tag{7.6.9}$$

式中,P_0 和 P_{20}分别表示 $z=0$ 处泵浦脉冲和探测脉冲的峰值功率。泡利自旋向量 $\boldsymbol{\sigma}$ 用斯托克斯空间的单位矢量 $\hat{e}_j$ 定义为$\boldsymbol{\sigma}=\sigma_1\hat{e}_1+\sigma_2\hat{e}_2+\sigma_3\hat{e}_3$,式中三个泡利矩阵由式(6.6.8)给出。利用式(7.6.7)至式(7.6.9),可以发现两个斯托克斯矢量满足[107]

$$\frac{\partial \boldsymbol{p}}{\partial \xi}+\mu\frac{\partial \boldsymbol{p}}{\partial \tau}=\frac{2}{3}\boldsymbol{p}_3\times\boldsymbol{p} \tag{7.6.10}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{s}}{\partial \xi}=-\frac{4\omega_2}{3\omega_1}(\boldsymbol{p}-\boldsymbol{p}_3)\times\boldsymbol{s} \tag{7.6.11}$$

式中,$\xi=z/L_{\rm NL}$是对非线性长度 $L_{\rm NL}=(\gamma_1P_0)^{-1}$归一化的距离,$\mu=L_{\rm NL}/L_{\rm W}$,$\boldsymbol{p}_3=(\boldsymbol{p}_3\cdot\hat{e}_3)\hat{e}_3$ 是斯托克斯矢量 $\boldsymbol{p}$ 的第三个分量。只要 $\boldsymbol{p}_3=0$,$\boldsymbol{p}$ 就位于邦加球的赤道平面内,泵浦光场就是线偏振的。在推导方程(7.6.10)和方程(7.6.11)时,利用了下面的恒等式[109]:

$$|A\rangle\langle A|=\tfrac{1}{2}[\mathscr{I}+\langle A|\boldsymbol{\sigma}|A\rangle\cdot\boldsymbol{\sigma}] \tag{7.6.12}$$

$$|A^*\rangle\langle A^*|=|A\rangle\langle A|-\langle A|\sigma_3|A\rangle\sigma_3 \tag{7.6.13}$$

$$\boldsymbol{\sigma}(\boldsymbol{a}\cdot\boldsymbol{\sigma})=\boldsymbol{a}\mathscr{I}+i\boldsymbol{a}\times\boldsymbol{\sigma} \tag{7.6.14}$$

式中,$\mathscr{I}$是单位矩阵,$\boldsymbol{a}$ 是任意斯托克斯矢量。

求解泵浦方程(7.6.10)相对容易,其解为

$$\boldsymbol{p}(\xi,\tau)=\exp[(2\xi/3)\boldsymbol{p}_3(0,\tau-\mu\xi)\times]\boldsymbol{p}(0,\tau-\mu\xi) \tag{7.6.15}$$

式中,$\exp(\boldsymbol{a}\times)$是一个算符,可以用级数展开[109]。从物理意义上讲,斯托克斯矢量 $\boldsymbol{p}$ 在邦加球上以速率 $2p_3/3$ 绕垂直轴旋转。正如6.3节中讨论的,这种旋转是XPM感应的非线性双折射造成的,称为非线性偏振旋转。若开始时泵浦脉冲是线偏振或圆偏振的,则其偏振态沿光纤不会改变;而对于椭圆偏振的泵浦脉冲,当它在光纤中传输时,其偏振态将发生变化。而且,由于旋转率取决于光功率,在光纤输出端泵浦脉冲的不同部分具有不同的偏振态。这种脉冲内偏振效应对探测脉冲的演化有着深远的影响。

探测脉冲方程(7.6.11)表明,泵浦脉冲以 $\boldsymbol{p}-\boldsymbol{p}_3$ 为轴旋转探测脉冲的斯托克斯矢量,矢量 $\boldsymbol{p}-\boldsymbol{p}_3$ 位于邦加球的赤道平面内。结果,如果泵浦脉冲最初是圆偏振的,由于 $\boldsymbol{p}-\boldsymbol{p}_3=0$,则XPM效应变为偏振无关的;另一方面,若泵浦脉冲是线偏振的,即 $\boldsymbol{p}_3=0$,则 $\boldsymbol{p}$ 在斯托克斯空间内保持不变。然而,尽管这种情形下泵浦脉冲的偏振态不会改变,但探测脉冲的偏振态仍会通过XPM发生变化。而且对于探测脉冲的不同部分,XPM产生不同的偏振态,这取决于局部泵浦功率,结果造成沿探测脉冲的偏振是不均匀的。当泵浦脉冲为椭圆偏振时,因其自身的偏振态也沿光纤变化,XPM感应的偏振效应变得相当复杂。

例如,考虑在光纤输入端,泵浦脉冲为椭圆偏振而探测脉冲为线偏振的情形。假设两个脉冲都是高斯形的,则用琼斯矢量可以表示为

$$|A_1(0,\tau)\rangle=\begin{pmatrix}\cos\phi\\ i\sin\phi\end{pmatrix}P_0^{1/2}\exp\left(-\frac{\tau^2}{2}\right) \qquad |A_2(0,\tau)\rangle=\begin{pmatrix}\cos\theta\\ \sin\theta\end{pmatrix}P_{20}^{1/2}\exp\left(-\frac{\tau^2}{2r^2}\right) \tag{7.6.16}$$

式中,ϕ是泵浦脉冲的椭圆角,θ 是探测脉冲的线偏振方向与 x 轴的夹角,$r=T_2/T_0$ 是探测脉冲相对泵浦脉冲的宽度。图7.11给出了在距离 $\xi=20$ 处,泵浦脉冲的偏振态(实线)和探测脉冲的

偏振态(虚线)在邦加球上是如何随 τ 演化的,其中假设$\phi=20°$,$\theta=45°$,$r=1$,$\mu=0.1(L_W=L/2)$。因为泵浦脉冲的偏振态绕 $\hat{e}_3$ 旋转,而且在邦加球上的轨迹是一个圆,因此变化方式较为简单;与此对照,探测脉冲偏振态的轨迹是一个复杂的图形,这表明探测脉冲不同部分的偏振态有很大的不同。这种偏振变化将影响 XPM 感应的啁啾,结果,与标量情形相比,探测脉冲的频谱生成更为复杂的结构,下面将讨论这种频谱效应。

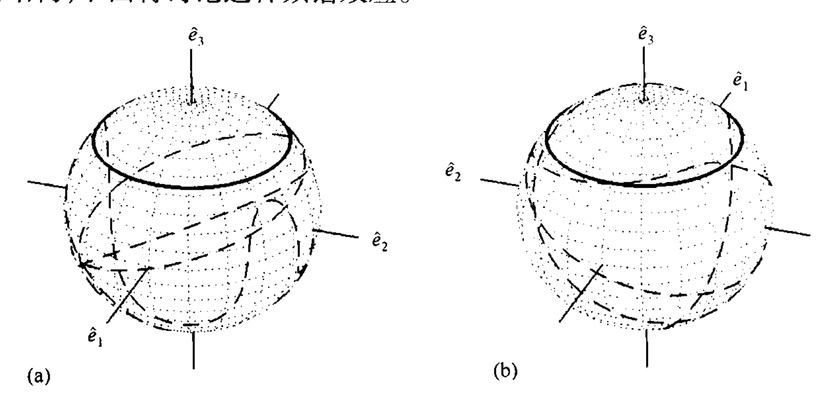


图 7.11　在距离 $\xi=20$ 处邦加球上泵浦脉冲的偏振态(实线)和探测脉冲的偏振态(虚线)随 τ 的演化,(a) 和 (b) 分别给出邦加球的前面和后面,假设两脉冲都是高斯形的,脉宽相同但以不同的偏振态入射

7.6.3　偏振相关频谱展宽

通常,若泵浦脉冲不能保持其偏振态,则方程(7.6.8)必须用数值方法求解。正如前面所讨论的,若泵浦脉冲进入光纤时是线偏振或圆偏振的,则该方程就可以解析求解。为得到一些物理图像,首先考虑泵浦脉冲和信号脉冲在输入端都是线偏振但偏振方向成 θ 角的情形。令式(7.6.16)中的$\phi=0$,可以得到两个输入场的琼斯矢量。

在这种情形下,自相位调制不影响泵浦脉冲的偏振态,所以方程(7.6.8)的解析解为

$$|A_2(z,\tau)\rangle=\begin{bmatrix}\cos\theta\exp(i\phi_n)\\ \sin\theta\exp(i\phi_n/3)\end{bmatrix}\sqrt{P_{20}}\exp\left(-\frac{\tau^2}{2r^2}\right)\tag{7.6.17}$$

式中,$\phi_n(z,\tau)=2\gamma_2\int_0^z P_0(z',\tau-z/L_W)\mathrm{d}z'$是 XPM 感应的非线性相移。若不考虑 GVD,则探测脉冲的形状没有变化。然而,探测脉冲的偏振态发生变化,并得到一个与时间有关的非线性相移,而且两个偏振分量相移的大小也不相同。尤其是,两正交偏振分量的 XPM 感应相移是两同偏振分量的 XPM 感应相移的三分之一,这是因为正交偏振造成 XPM 耦合效率的下降。显然,在上述条件下,两个分量的频谱展宽也不相同。

图 7.12 给出了探测脉冲 x 分量和 y 分量的(a) 波形和(b) 频谱,光纤长 $L=20L_{\mathrm{NL}}$,假设$\phi=0$,$\theta=45°$,$r=1$,$\mu=0.1(L_W=L/2)$。与两正交偏振分量的情形相比,两同偏振分量的情形有更宽的频谱,并表现出更多的振荡。若在光电探测器前不放检偏器,则直接得到的总的频谱强度如图 7.12(b)中的实线所示。但是,所有谱峰的偏振态并不相同,认识到这一点非常重要。例如,最左边的峰是 x 偏振的,而中央的主峰大部分是 y 偏振的。这种偏振态频谱的不均匀性是直接由 XPM 感应的偏振效应造成的。

下面考虑泵浦脉冲最初以$\phi=20°$椭圆偏振,而探测脉冲保持线偏振的情形。这两个脉冲在 $\xi=0$ 处的琼斯矢量由式(7.6.16)给出,利用这种形式数值求解方程(7.6.7)和方程(7.6.8),可以得到距离 $\xi=20$ 处的探测脉冲的琼斯矢量$|A_2(z,\tau)\rangle$,然后再利用傅里叶变换得到探测脉冲

两个正交分量的频谱。图 7.13 给出了探测脉冲 x 分量(实线)和 y 分量(虚线)的形状和频谱,其中除了泵浦脉冲是椭圆偏振而不是线偏振的外,其余条件与图 7.12 的完全相同。比较图 7.12(b)和图 7.13(b),自然会产生这样一种想法,泵浦脉冲偏振态的一个很小的变化究竟能引起探测脉冲频谱多大的改变?图中看到的频谱的不对称是群速度失配引起的走离效应的直接结果。

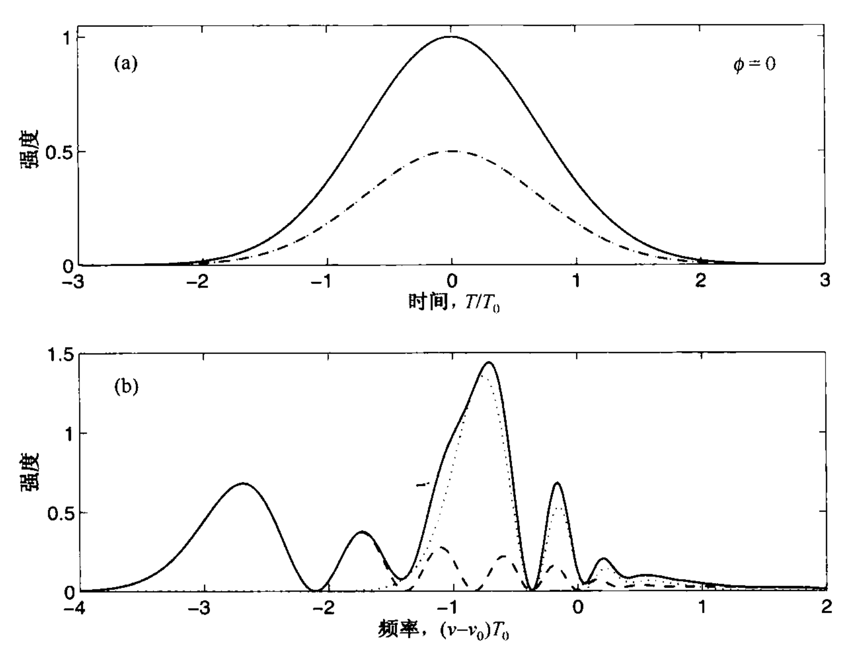


图 7.12 当泵浦脉冲沿 x 轴($\phi=0$)偏振时,以 $\theta=45°$线偏振的探测脉冲的 x 分量(虚线)和 y 分量(点线)在 $\xi=20$ 处的(a) 波形和(b) 频谱,实线给出的是总的强度

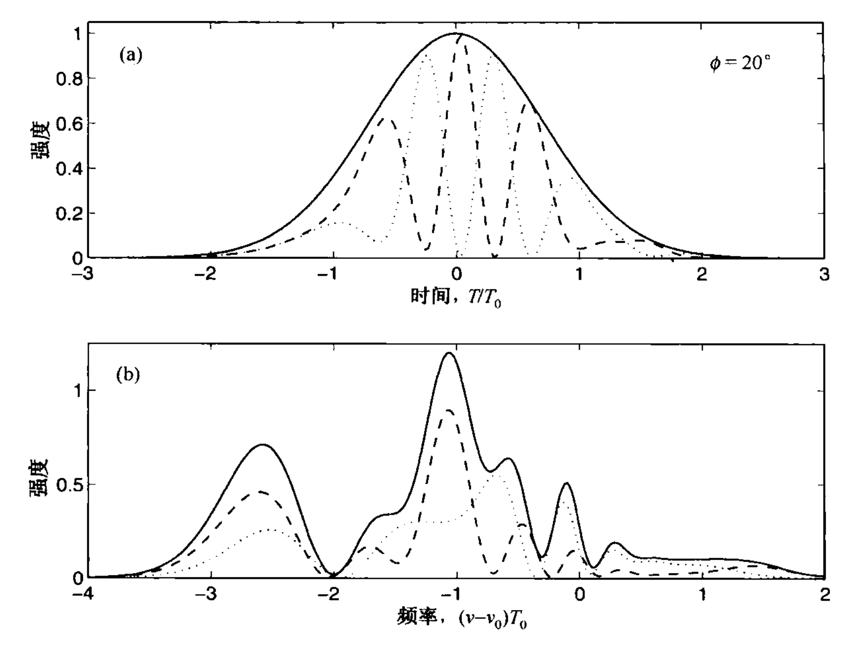


图 7.13 当泵浦脉冲椭圆偏振时($\phi=20°$),以 $\theta=45°$线偏振的探测脉冲的 x 分量(虚线)和 y 分量(点线)在 $\xi=20$ 处的(a) 波形和(b) 频谱,实线给出的是总的强度

当泵浦脉冲椭圆偏振时,探测脉冲时域形状的变化最为明显。和泵浦脉冲是线偏振的情形对照,此时探测脉冲 x 分量和 y 分量的时域轮廓不再相同,并产生相当多的内在结构,尽管只要忽略 GVD 效应, x 分量和 y 分量的总功率保持不变。图 7.13(a)中两个偏振分量的脉冲形状呈现出多峰结构,但任意时间它们的总功率都等于输入功率。出现这一行为的物理原因和 XPM 感应的泵浦脉冲偏振态的改变有关。随着泵浦脉冲偏振态的演化,探测脉冲的偏振态也以复杂的方式改变,如图 7.11 所示。图 7.13(a)所示的时域结构就源于这一复杂的偏振行为。

7.6.4 脉冲捕获和压缩

以上对偏振效应的讨论忽略了 GVD 效应,如果光纤比色散长度短得多,那么这是正确的。本节将放宽这一限制条件,重点讨论偏振相关的时域效应。当考虑 GVD 效应时,应保留方程(7.6.5)和方程(7.6.6)中的二阶导数项。若仍然采用泵浦-探测结构,并忽略弱探测脉冲感应的非线性效应,则方程(7.6.7)和方程(7.6.8)包含一个附加项,并采用以下形式[107]:

$$\frac{\partial|A_1\rangle}{\partial\xi}+\mu\frac{\partial|A_1\rangle}{\partial\tau}+\frac{i\beta_{21}L_{\rm NL}}{2T_0^2}\frac{\partial^2|A_1\rangle}{\partial\tau^2}=\frac{i}{3}\left(3h_p-\boldsymbol{p}_3\cdot\boldsymbol{\sigma}\right)|A_1\rangle \tag{7.6.18}$$

$$\frac{\partial|A_2\rangle}{\partial\xi}+\frac{i\beta_{22}L_{\rm NL}}{2T_0^2}\frac{\partial^2|A_1\rangle}{\partial\tau^2}=\frac{2i\omega_2}{3\omega_1}\left[2h_p+(\boldsymbol{p}-\boldsymbol{p}_3)\cdot\boldsymbol{\sigma}\right]|A_2\rangle \tag{7.6.19}$$

式中, $h_p(\xi,\tau)=\langle A_1(\xi,\tau)|A_1(\xi,\tau)\rangle/P_0$ 是泵浦脉冲的时域轮廓,它相对 $\xi=0$ 处脉冲中心的“1”做了归一化处理,同时引入两个色散长度 $L_{Dj}=T_0^2/|\beta_{2j}|(j=1,2)$。在下面的讨论中,为简单起见,假设 $L_{D1}=L_{D2}\equiv L_D$,对于色散位移光纤,或泵浦脉冲和探测脉冲波长相差不超过几纳米时,就可以归于这种情形。矢量 NLS 方程(7.6.18)和方程(7.6.19)可以用分步傅里叶法数值求解。注意,这相当于解 4 个耦合 NLS 方程。

与 7.4 节中介绍的标量情形类似,三个长度尺度,即非线性长度 $L_{\rm NL}$、走离长度 L_W 和色散长度 L_D,决定着色散效应和非线性效应之间的相互作用。探测脉冲的时域演化在很大程度上取决于是正常群速度色散还是反常群速度色散。首先考虑反常群速度色散的情形,图 7.14 给出了当泵浦脉冲和探测脉冲最初都为高斯形,具有同样宽度且以 45°角线偏振时,探测脉冲在长度 $L=50L_{\rm NL}$ 上演化的实例。色散长度和走离长度分别选为 $L_D=5L_{\rm NL}$, $L_W=10L_{\rm NL}$。由于 $N^2=L_D/L_{\rm NL}=5$,因此泵浦脉冲向二阶孤子演化。如图 7.15 所示,泵浦脉冲在 $\xi=50$ 处被大幅度压缩,并表现出预期的二阶孤子的形状。另外,由于泵浦脉冲和探测脉冲间的群速度失配,泵浦脉冲向右侧移动。

由于探测脉冲的峰值功率较低,在不考虑 XPM 效应时,探测脉冲应会完全色散掉。然而,正如图 7.14 所示的,与泵浦脉冲偏振方向相同,并经历 XPM 感应啁啾的探测脉冲的 x 分量随泵浦脉冲移动,并以和泵浦脉冲相同的速度传输。这一特征与 6.5.2 节中讨论的双折射光纤中的孤子捕获现象类似:泵浦脉冲捕获了同偏振的探测脉冲的 x 分量,由于 XPM 在二者之间的耦合作用,它们一起移动。XPM 还能够压缩探测脉冲,这一特征可以由图 7.15 更清楚地看出来。图 7.15 表明,与泵浦脉冲同偏振的探测脉冲的 x 分量好像比泵浦脉冲压缩得更多,而且由于孤子捕获效应,二者几乎占据同一位置。探测脉冲的这种压缩增强和这样一个事实有关,即当泵浦脉冲和探测脉冲的偏振方向相同时,XPM 感应的啁啾是正交偏振时的两倍。与此对照,探测脉冲的 y 分量由于未被与之正交偏振的泵浦脉冲捕获,最终会完全色散掉。

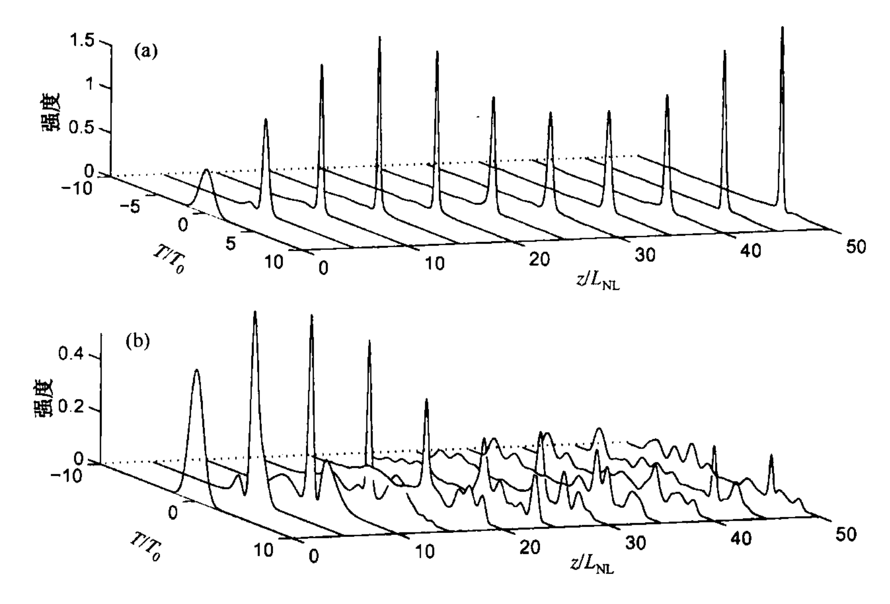


图 7.14 当泵浦脉冲沿 x 轴线偏振且探测脉冲与 x 轴成 45°线偏振时,与泵浦脉冲(a) 同偏振和(b) 正交偏振的探测脉冲分量的演化

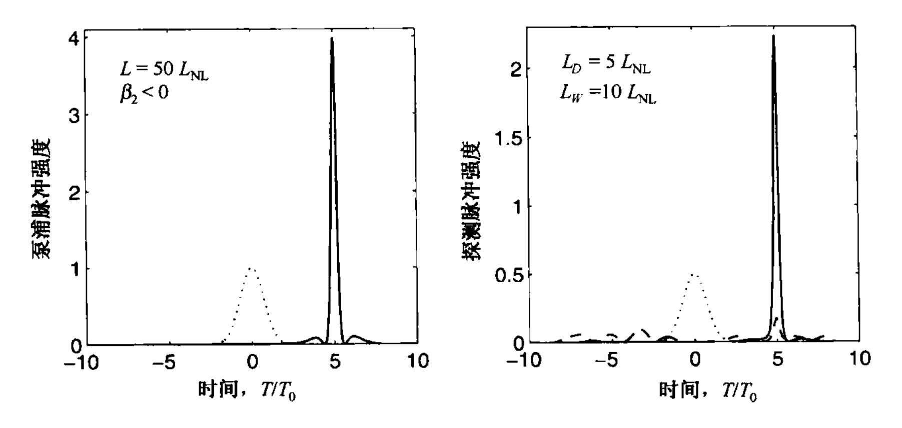


图 7.15 当泵浦脉冲沿 x 轴线偏振($\phi = 0$)而探测脉冲与 x 轴成 45°线偏振时,两脉冲的 x 分量(实线)和 y 分量(虚线)在 $\xi = 0$ 处(点线)和 $\xi = 50$ 处的时域形状

如果泵浦脉冲是椭圆偏振的,则探测脉冲的 x 分量和 y 分量都将经历 XPM 感应的啁啾,但这一啁啾量取决于椭圆角。作为一个实例,图 7.16 给出了泵浦脉冲以 $\phi = 20°$椭圆偏振的情形,其余所有参量值均与图 7.14 的完全相同。正如所预期的,探测脉冲的两个分量此时都被泵浦脉冲捕获,它们都随泵浦脉冲移动,同时得到压缩,而且两个探测脉冲分量之间还表现出一种周期性的功率转移。这一行为与泵浦脉冲椭圆偏振时发生的探测脉冲的复杂偏振演化有关(见图 7.11)。

7.6.5 XPM 感应光波分裂

对于正常色散区的情形,情况则大不相同,因为这时泵浦脉冲不能演化为孤子。然而,如果三个长度尺度的选取满足 $L_{NL} \ll L_W \ll L_D$,那么仍有有趣的时域效应发生。在这样的条件下,一个相对小的色散就能导致 XPM 感应光波分裂,SPM 感应光波分裂现象已在 4.2.3 节中做了介绍。与 SPM 情形类似,XPM 感应光波分裂迫使探测脉冲分裂成多个部分,但与前者不同的是,这种分裂是以一种非对称方式进行的。

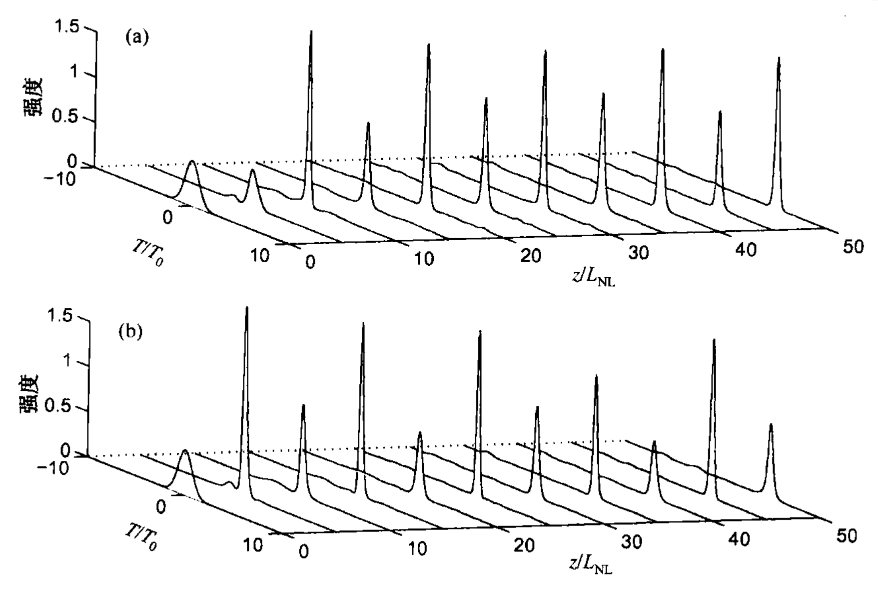


图 7.16　当泵浦脉冲以$\phi=20°$椭圆偏振时，与泵浦脉冲(a)同偏振和(b)正交偏振的探测脉冲分量的时域演化，其他参量值与图 7.14 的相同

图 7.17 给出了在正常 GVD 区且 GVD 减小为使 $L_D=100\ L_{NL}$，其余条件与图 7.14 的完全相同时，XPM 感应的光波分裂。结果，参量 $N\equiv(L_D/L_{NL})^{1/2}$的值更大，等于 10。从图 7.17 可以看出，探测脉冲的 x 分量和 y 分量分别表现出不同的特点，同时这两个分量都以一种非对称的方式演化，这种非对称性和由走离长度($L_W=10L_{NL}$)描述的走离效应有关。从物理意义上讲，因为最初泵浦脉冲和探测脉冲是交叠的，探测脉冲的前沿经历最大的 XPM 感应啁啾；泵浦脉冲和探测脉冲因走离效应而相互分开，同时泵浦脉冲被大幅度展宽，结果 XPM 感应啁啾在探测脉冲后沿附近大大减小。基于这个原因，仅在探测脉冲的前沿或后沿演化成振荡结构，这取决于泵浦脉冲是怎样离开探测脉冲的。

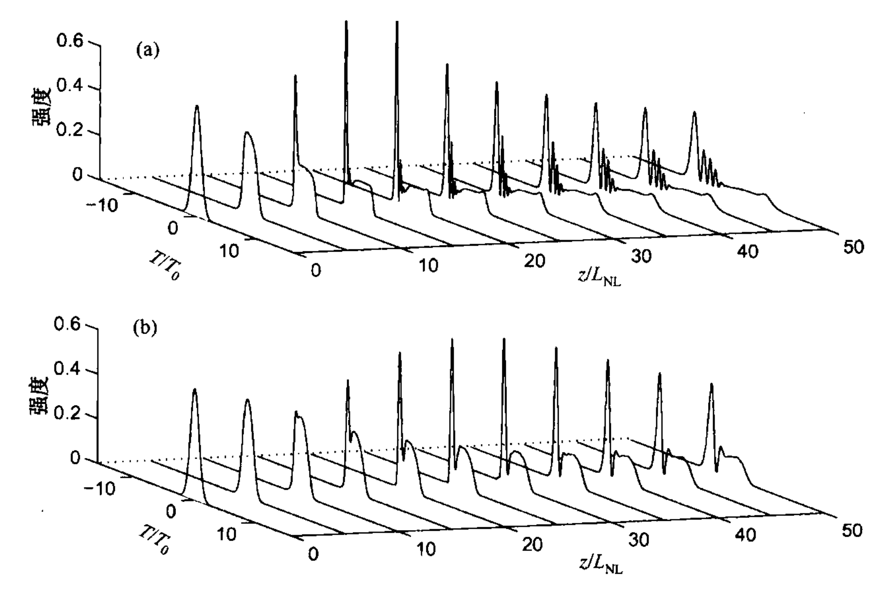


图 7.17　当泵浦脉冲沿 x 轴线偏振且探测脉冲与 x 轴成 45°线偏振时，与泵浦脉冲(a)同偏振和(b)正交偏振的探测脉冲分量的时域演化，两脉冲均在正常色散区传输

对于图7.17中探测脉冲的两个偏振分量来说,光波分裂的细节相当复杂。在泵浦脉冲是线偏振的情况下,与之同偏振的探测脉冲分量比与之正交偏振的分量生成更多的振荡结构,这是因为对于前者,XPM感应的啁啾和频谱展宽更大些。这一特征能够通过实验验证,方法是在光电探测器前放一个检偏器,当旋转检偏器时观察振荡结构的变化。当泵浦脉冲椭圆偏振时,探测脉冲的偏振相关性会降低,这是因为探测脉冲两偏振分量的部分泵浦功率具有同一偏振态。尤其是当$\phi = 45°$时,两个探测脉冲分量以几乎同样的方式演化。

7.7　双折射光纤中的XPM效应

在双折射光纤中,每个光波的两正交偏振分量以不同的传输常数传输,这是因为它们的有效模折射率略有差别;另外,这两个分量通过XPM耦合,导致非线性双折射的产生[106~108]。本节介绍如何将线性双折射效应合并到琼斯矩阵形式中。

7.7.1　低双折射光纤

感应非线性极化仍可以写成式(7.6.3)的形式,但式(7.6.4)中的光场应修正为

$$\boldsymbol{E}_j(\boldsymbol{r},t) = F_j(x,y)[\hat{x}A_{jx}\exp(i\beta_{jx}z) + \hat{y}A_{jy}\exp(i\beta_{jy}z)] \tag{7.7.1}$$

式中,β_{jx}和β_{jy}是载频为ω_j的光场的两正交偏振分量的传输常数。将式(7.7.1)写成以下形式是有用的:

$$\boldsymbol{E}_j(\boldsymbol{r},t) = F_j(x,y)[\hat{x}A_{jx}\exp(i\delta\beta_j z/2) + \hat{y}A_{jy}\exp(-i\delta\beta_j z/2)]\exp(i\bar{\beta}_j z) \tag{7.7.2}$$

式中,$\bar{\beta}_j = \frac{1}{2}(\beta_{jx} + \beta_{jy})$是两传输常数的平均值,$\delta\beta_j$是它们的差。引入琼斯矢量$|A_j\rangle$,并将式(7.7.2)写成式(7.6.4)的形式。其中$|A_j\rangle$定义为

$$|A_j\rangle = \begin{pmatrix} A_{jx}\exp(i\delta\beta_j z/2) \\ A_{jy}\exp(-i\delta\beta_j z/2) \end{pmatrix} \tag{7.7.3}$$

现在,就可以利用7.1.2节中的方法得到耦合矢量NLS方程。重要的是要记住,$\delta\beta_j(\omega)$本身是频率相关的,应与$\bar{\beta}_j(\omega)$一起按泰勒级数展开。但是,实际中采用近似

$$\delta\beta_j(\omega) \approx \delta\beta_{j0} + \delta\beta_{j1}(\omega - \omega_j) \tag{7.7.4}$$

就足够了,式中$\delta\beta_{j1}$在载频ω_j处赋值,它是造成两正交偏振分量的群速度不同的原因。对于高双折射光纤,必须保留这一项,而当线性双折射较小时可以忽略。本节假设$\delta\beta_{j1}$项可以忽略不计。

最终得到的适用于低双折射光纤的耦合NLS方程与方程(7.6.5)和方程(7.6.6)完全相同,只是方程右边包含了一个附加的双折射项$B_j = \frac{i}{2}\delta\beta_{j0}\sigma_1|A_j\rangle$($j = 1$或2),泡利矩阵$\sigma_1$考虑到双折射光纤中光场的$x$分量和$y$分量获得的相移不同,将双折射项写成以下形式是有用的:

$$B_j = \tfrac{1}{2}i\omega_j b\sigma_1|A_j\rangle \tag{7.7.5}$$

式中,$b = (\bar{n}_x - \bar{n}_x)/c$是光纤模式双折射的量度。正如6.6节中讨论的,由于纤芯形状和尺寸沿光纤长度的随机波动,因此b在大部分光纤中是随机变化的,而且光纤主轴也在大约10 m的长度上以随机方式旋转。用$\boldsymbol{b}\cdot\boldsymbol{\sigma}$代替式(7.7.5)中的矩阵$b\sigma_1$,可以将这种随机波动考虑在内,式中$\boldsymbol{\sigma}$是泡利自旋向量,$\boldsymbol{b}$是斯托克斯空间中的随机矢量。通常采用三维马尔可夫过程作为$\boldsymbol{b}$的模型,其一阶矩和二阶矩分别为

$$\overline{\boldsymbol{b}(z)} = 0 \qquad \overline{\boldsymbol{b}(z)\boldsymbol{b}(z')} = \tfrac{1}{3}D_p^2 \mathscr{I} \delta(z-z') \tag{7.7.6}$$

式中,D_p 是光纤的 PMD 参量,$\mathscr{I}$是单位矩阵。

一个重要问题是,PMD 是如何影响光纤中两个共同传输的光脉冲之间的 XPM 耦合的? 为回答这个问题,考虑泵浦-探测结构,忽略探测脉冲感应的非线性效应,但保留泵浦脉冲感应的非线性效应,这是有用的。选择和探测脉冲一起移动的坐标系作为参考系,忽略 β_2 项,由方程(7.6.5)和方程(7.6.6)可以推导出方程(7.6.7)和方程(7.6.8),只是后两个方程右边多了一个附加的双折射项。这两个修正后的方程可以写成[108]

$$\frac{\partial|A_1\rangle}{\partial z} + \frac{1}{L_W}\frac{\partial|A_1\rangle}{\partial\tau} = \frac{i\omega_1}{2}\boldsymbol{b}\cdot\boldsymbol{\sigma}|A_1\rangle + \frac{i\gamma_1}{3}\left(2\langle A_1|A_1\rangle + |A_1^*\rangle\langle A_1^*|\right)|A_1\rangle \tag{7.7.7}$$

$$\frac{\partial|A_2\rangle}{\partial z} = \frac{i\omega_2}{2}\boldsymbol{b}\cdot\boldsymbol{\sigma}|A_2\rangle + \frac{2i\gamma_2}{3}\left(\langle A_1|A_1\rangle + |A_1\rangle\langle A_1| + |A_1^*\rangle\langle A_1^*|\right)|A_2\rangle \tag{7.7.8}$$

以上耦合 NLS 方程在本质上是随机的,因为方程中的双折射矢量 $\boldsymbol{b}$ 具有随机性。为将其简化,注意,即使光纤残余双折射的起伏使探测脉冲和泵浦脉冲的偏振态随机化,影响 XPM 过程的仅仅是它们的相对取向。由于泵浦脉冲和探测脉冲偏振态的随机化发生在比典型的非线性长度短得多的长度尺度(与双折射相关长度有关)上,因此可以通过采用一个泵浦脉冲偏振态固定不变的旋转坐标系,对随机偏振态的快速波动取平均。按照 6.6.2 节中的取平均过程并参阅文献[110],可以得到

$$\frac{\partial|A_1\rangle}{\partial z} + \frac{1}{L_W}\frac{\partial|A_1\rangle}{\partial\tau} = i\gamma_e P_1|A_1\rangle \tag{7.7.9}$$

$$\frac{\partial|A_2\rangle}{\partial z} + \frac{i}{2}\Omega\boldsymbol{b}'\cdot\boldsymbol{\sigma}|A_2\rangle = \frac{i\omega_2}{2\omega_1}\gamma_e P_1\left(3 + \hat{p}\cdot\boldsymbol{\sigma}\right)|A_2\rangle \tag{7.7.10}$$

式中,$\Omega = \omega_1 - \omega_2$ 是泵浦-探测脉冲的频率之差,$P_1 = \langle A_1|A_1\rangle$是泵浦功率,$\hat{p} = \langle A_1|\boldsymbol{\sigma}|A_1\rangle/P_1$ 是邦加球上表示泵浦脉冲偏振态的斯托克斯矢量。有效非线性参量 $\gamma_e = 8\gamma/9$,以因子 8/9 减小是对泵浦脉冲偏振态的快速波动取平均的结果。残余双折射是通过矢量 $\boldsymbol{b}'$ 加进去的,它由邦加球上矢量 $\boldsymbol{b}$ 的随机旋转得到。由于这种旋转并没有改变 $\boldsymbol{b}$ 的统计特性,在下面的叙述中将 $\boldsymbol{b}'$ 上的"′"去掉。

泵浦脉冲方程(7.7.9)容易求解。其解表明,当泵浦脉冲逐渐从探测脉冲离开时,泵浦脉冲在时间上发生位移,但脉冲形状没有变化,即 $P_1(z,\tau) = P_1(0,\tau - z/L_W)$。总的探测脉冲功率也没有变化,这容易从方程(7.7.10)看出,探测脉冲功率 $P_2 = \langle A_2|A_2\rangle$满足$\partial P_2/\partial z = 0$。然而,探测脉冲的两个正交偏振分量表现出复杂的动力学特性,这是因为它们的偏振态因 XPM 发生演化。对于泵浦脉冲和探测脉冲,引入下面的归一化斯托克斯矢量:

$$\hat{p} = \langle A_1|\boldsymbol{\sigma}|A_1\rangle/P_1 \qquad \hat{s} = \langle A_2|\boldsymbol{\sigma}|A_2\rangle/P_2 \tag{7.7.11}$$

并将方程(7.7.10)在斯托克斯空间内写成[108]

$$\frac{\partial\hat{s}}{\partial z} = (\Omega\boldsymbol{b} - \gamma_e P_1\hat{p}) \times \hat{s} \tag{7.7.12}$$

方程右边两项表明,探测脉冲的偏振态在邦加球上绕某一轴旋转,该轴的方向不但随机变化(由 $\boldsymbol{b}$ 指定),而且旋转率也随 z 随机变化。

注意,方程(7.7.12)与描述固体中自旋密度运动的布洛赫(Bloch)方程是同构方程[108]。那里,P_1 相当于静磁场,而 $\boldsymbol{b}$ 源于原子核的弱磁场[111]。以与自旋退相干现象类似的方式,探测脉

冲的偏振态随机地沿光纤演化,并将导致由 XPM 和 PMD 联合产生的脉冲内退偏振现象。从物理意义上讲,泵浦脉冲和探测脉冲间的 XPM 互作用使探测脉冲的偏振态沿泵浦脉冲的时域轮廓变化,光纤残余双折射的起伏将这一空间随机性转变成信号偏振态的时间随机性。泵浦脉冲和探测脉冲的偏振态因 PMD 变成退相关的距离,用 PMD 扩散长度 $L_{\text{diff}}=3/(D_p\Omega)^2$ 描述,当泵浦脉冲和探测脉冲相差1 THz 时,若利用光纤 PMD 参量的典型值 $D_p=0.1\ \text{ps}/\sqrt{\text{km}}$,则这一距离小于 1 km。

利用探测脉冲的偏振态在两个不同时间的相对取向,或通过 $\cos\Psi=\hat{s}(z,\tau_1)\cdot\hat{s}(z,\tau_2)$,可以对脉冲内退偏振的程度进行量化。由于 $\cos\Psi$ 沿光纤长度起伏,用其平均值 d_i 作为脉冲内退偏振的量度。在不考虑 XPM 和 PMD 时,因为 $\Psi=0$,平均值 $d_i=1$,故不发生起伏。当 PMD 开始占主导地位时,d_i 趋向于零。显然,仅在泵浦脉冲和探测脉冲交叠的区域,才能发生退偏振。例如,图 7.18 给出了当一个宽探测脉冲和一个高斯形的泵浦脉冲 $P_1(0,\tau)=P_0\exp(-\tau^2)$ 一同入射,且光纤长度 L 满足 $\gamma P_0L=\pi$ 时,d_i 是如何沿探测脉冲变化的。光纤 PMD 参量值满足 $L_{\text{diff}}=L_{\text{NL}}$。

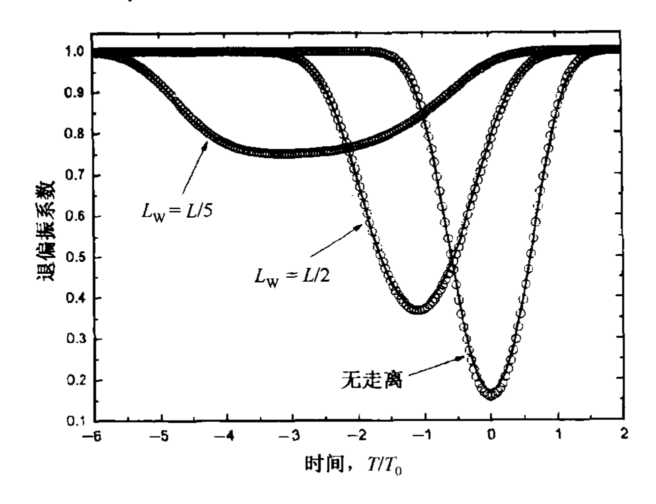


图 7.18 当探测脉冲与高斯形泵浦脉冲同偏振入射时,脉冲内退偏振 d_i 沿探测脉冲的变化,光纤长度满足 $\gamma P_0L=\pi$[108]

图 7.18 表现出几个显著特征。在不考虑走离效应时,d_i 仅在探测脉冲和泵浦脉冲交叠的时间区域内减小,随着走离效应的增强,这一区域变宽,同时 d_i 的大小增加。这一行为与 7.4.1 节中的讨论有关,那里发现 XPM 感应的啁啾受泵浦脉冲和探测脉冲之间的群速度失配的影响。随着泵浦脉冲因与探测脉冲速度不同而逐渐离开探测脉冲,它和探测脉冲的不同部分发生作用,因此使 d_i 减小的区域扩大。然而,XPM 感应的相移同时减小,结果 XPM 的影响降低,而且与不考虑走离时相比,d_i 减小的程度更轻一些。

7.7.2 高双折射光纤

在高双折射光纤中,两正交偏振分量折射率的差别已足够大,需要将它们群速度的不同考虑在内。从数学意义上讲,式(7.7.4)中的 $\delta\beta_{j1}$ 项不能忽略。如果保留该式中的全部两项,则方程(7.6.5)和方程(7.6.6)中就会出现两个附加项,最终的耦合矢量 NLS 方程可以写为

$$\frac{\partial|A_1\rangle}{\partial z}+\left(\frac{1}{v_{g1}}+\frac{1}{2}\delta\beta_{11}\sigma_1\right)\frac{\partial|A_1\rangle}{\partial t}+\frac{i\beta_{21}}{2}\frac{\partial^2|A_1\rangle}{\partial t^2}+\frac{\alpha_1}{2}|A_1\rangle=\frac{i}{2}\delta\beta_{10}\sigma_1|A_1\rangle+\frac{i\gamma_1}{3}\times \left(2\langle A_1|A_1\rangle+|A_1^*\rangle\langle A_1^*|+2\langle A_2|A_2\rangle+2|A_2\rangle\langle A_2|+2|A_2^*\rangle\langle A_2^*|\right)|A_1\rangle \tag{7.7.13}$$

$$\frac{\partial|A_2\rangle}{\partial z}+\left(\frac{1}{v_{g2}}+\tfrac{1}{2}\delta\beta_{21}\sigma_1\right)\frac{\partial|A_1\rangle}{\partial t}+\frac{i\beta_{22}}{2}\frac{\partial^2|A_2\rangle}{\partial t^2}+\frac{\alpha_2}{2}|A_2\rangle=\frac{i}{2}\delta\beta_{20}\sigma_1|A_2\rangle+\frac{i\gamma_2}{3}\times$$
$$\left(2\langle A_2|A_2\rangle+|A_2^*\rangle\langle A_2^*|+2\langle A_1|A_1\rangle+2|A_1\rangle\langle A_1|+2|A_1^*\rangle\langle A_1^*|\right)|A_2\rangle \tag{7.7.14}$$

因为以上方程组包含了所有非线性项(相干的和不相干的),所以它们非常复杂。然而,在双折射光纤中,相干耦合项因为很少能满足相位匹配条件而可以忽略,这种情形下方程(7.7.13)和方程(7.7.14)可以大大简化。若进一步将以上两个方程用线偏振分量 A_{1x},A_{1y},A_{2x}和A_{2y}表示,则可以得到下面的耦合 NLS 方程[106]

$$\frac{\partial A_{1p}}{\partial z}+\frac{1}{v_{g1p}}\frac{\partial A_{1p}}{\partial t}+\frac{i\beta_{21}}{2}\frac{\partial^2 A_{1p}}{\partial t^2}+\frac{\alpha_1}{2}A_{1p}=$$
$$i\gamma_1(|A_{1p}|^2+2|A_{2p}|^2+B|A_{1q}|^2+B|A_{2q}|^2)A_{1p} \tag{7.7.15}$$

$$\frac{\partial A_{2p}}{\partial z}+\frac{1}{v_{g2p}}\frac{\partial A_{2p}}{\partial t}+\frac{i\beta_{22}}{2}\frac{\partial^2 A_{2p}}{\partial t^2}+\frac{\alpha_2}{2}A_{2p}=$$
$$i\gamma_2(|A_{2p}|^2+2|A_{1p}|^2+B|A_{1q}|^2+B|A_{2q}|^2)A_{2p} \tag{7.7.16}$$

式中,$p=x,y,q=x,y,p\neq q$ 且 $v_{gjp}^{-1}=v_{gj}^{-1}\pm\frac{1}{2}\delta\beta_{j1}(j=1,2)$。参量 B 由式(6.1.21)给定;对于线性双折射光纤,$B=2/3$。当两光波沿光纤某个主轴偏振时($A_{1y}=A_{2y}=0$),这两个方程简化为方程(7.1.15)和方程(7.1.16)。

当两个椭圆偏振的连续光波入射到高双折射光纤中时,为研究 XPM 感应的调制不稳定性,必须采用上面由 4 个方程组成的耦合 NLS 方程组。此时出现的新特征是,式(7.2.7)给出的标量情形下的色散关系变为一个关于 K 的八次多项式,若其中一个光波沿光纤主轴方向偏振,则色散关系简化为 K 的六次多项式[106]。这种情形下 XPM 感应的调制不稳定性的增益谱不可避免地取决于另一个光波的偏振角。通常,当两光波不沿同一主轴偏振时,增益谱的带宽和峰值将减小。

利用方程(7.7.15)和方程(7.7.16)还可以研究双折射光纤中是否存在通过 XPM 配对的矢量孤子。利用 7.3 节中讨论的方法,可以发现这样的孤子解确实存在[106]。根据参量取值,双折射光纤能维持由一对亮矢量孤子,或由一个暗矢量孤子和一个亮矢量孤子构成的孤子对。两个椭圆偏振光束之间的 XPM 互作用似乎有变化多端的有趣特征。

习题

7.1　当两束同偏振、不同波长的光在光纤中传输时,推导折射率的非线性部分的表达式。

7.2　由方程(7.1.15)和方程(7.1.16)出发,推导 XPM 感应调制不稳定性的色散关系式(7.2.7),并说明在何种条件下可以在光纤正常色散区发生调制不稳定性。

7.3　用 MATLAB 或其他语言编程,再现图 7.1 所示的增益曲线。

7.4　证明式(7.3.1)和式(7.3.2)给出的亮–暗孤子对确实满足耦合 NLS 方程。

7.5　忽略带二阶导数的 GVD 项,解析求解方程(7.4.1)和方程(7.4.2)。

7.6　从式(7.4.5)给出的解出发,推导泵浦脉冲施加给与之共同传输的探测脉冲上的 XPM 感应相移。假设两个脉冲都是双曲正割形的,宽度相同,同时入射。

7.7　利用上题的结果计算施加给探测脉冲的频率啁啾,当泵浦脉冲宽为 10 ps,峰值功率为 10 W 且光纤长 1 km 时,绘出啁啾曲线,假设对探测脉冲 $\gamma=2\ \mathrm{W^{-1}/km}$, $d=0.1$ ps/m。

7.8 假定探测脉冲和泵浦脉冲均为双曲正割形,利用图 7.3 的参量值绘出相应曲线。

7.9 当 1.06 μm 的泵浦脉冲和 0.53 μm 的探测脉冲同时入射时(无初始时间延迟),XPM 将使探测脉冲发生频移,试解释其原因。对于标准光纤,能否预测其频移的符号?

7.10 写出利用分步傅里叶法数值解方程(7.4.18)和方程(7.4.19)的计算机程序,再现图 7.6 所示的结果。

7.11 利用上题的程序研究 XPM 感应的脉冲压缩,再现图 7.9 所示的结果。

7.12 当总的光场是式(7.6.1)给出的形式时,利用石英光纤的三阶瞬时非线性响应推导式(7.6.3)。

7.13 利用方程(7.6.3)和方程(7.6.4),推导矢量形式的非线性耦合方程(7.6.5)和方程(7.6.6)。

7.14 写出数值解方程(7.6.7)和方程(7.6.8)的计算机程序(用 MATLAB 或其他软件),并利用它再现图 7.11 和图 7.12 所示的结果。

7.15 写出数值解方程(7.6.18)和方程(7.6.19)的计算机程序(用 MATLAB 或其他软件),并利用它再现图 7.14 和图 7.15 所示的结果。

7.16 从方程(7.7.15)和方程(7.7.16)出发,推导 XPM 感应的调制不稳定性的色散关系,假设其中一连续光波沿光纤慢轴线偏振,而另一连续光波与慢轴成 θ 角线偏振。

7.17 利用上题中得到的色散关系,绘出偏振角 θ 为 0°、20°、45°、70°和 90°时调制不稳定性的增益谱,并从物理学的角度讨论所得的结果。

参考文献

[1] S. A. Akhmanov, R. V. Khokhlov, and A. P. Sukhorukov, in *Laser Handbook*, Vol. 2, F. T. Arecchi and E. O. Schulz-Dubois, Eds. (North-Holland, Amsterdam, 1972), Chap. E3.
[2] J. I. Gersten, R. R. Alfano, and M. Belic, *Phys. Rev. A* **21**, 1222 (1980).
[3] A. R. Chraplyvy and J. Stone, *Electron. Lett.* **20**, 996 (1984).
[4] R. R. Alfano, Q. X. Li, T. Jimbo, J. T. Manassah, and P. P. Ho, *Opt. Lett.* **14**, 626 (1986).
[5] M. N. Islam, L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. R. Simpson, and H. T. Shang, *Opt. Lett.* **12**, 625 (1987).
[6] R. R. Alfano, P. L. Baldeck, F. Raccah, and P. P. Ho, *Appl. Opt.* **26**, 3491 (1987).
[7] D. Schadt and B. Jaskorzynska, *Electron. Lett.* **23**, 1090 (1987); *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 856 (1987); *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 2374 (1988).
[8] B. Jaskorzynska and D. Schadt, *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 2117 (1988).
[9] R. R. Alfano and P. P. Ho, *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 351 (1988).
[10] R. R. Alfano, Ed., *The Supercontinuum Laser Source*, 2nd ed. (Springer-Verlag, New York, 2006).
[11] G. P. Agrawal, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 880 (1987).
[12] G. P. Agrawal, P. L. Baldeck, and R. R. Alfano, *Phys. Rev. A* **39**, 3406 (1989).
[13] C. J. McKinstrie and R. Bingham, *Phys. Fluids B* **1**, 230 (1989).
[14] C. J. McKinstrie and G. G. Luther, *Physica Scripta* **30**, 31 (1990).
[15] W. Huang and J. Hong, *J. Lightwave Technol.* **10**, 156 (1992).
[16] J. E. Rothenberg, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 813 (1990).
[17] G. P. Agrawal, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 814 (1990).
[18] M. Yu, C. J. McKinstrie, and G. P. Agrawal, *Phys. Rev. E* **48**, 2178 (1993).
[19] I. O. Zolotovskii and D. I. Sementsov, *Opt. Spectroscopy* **96**, 789 (2004).
[20] S. M. Zhang, F. Y. Lu, W. C. Xu, and J. Wang, *Opt. Fiber Technol.* **11**, 193 (2005).
[21] A. S. Gouveia-Neto, M. E. Faldon, A. S. B. Sombra, P. G. J. Wigley, and J. R. Taylor, *Opt. Lett.* **13**, 901 (1988).
[22] E. J. Greer, D. M. Patrick, P. G. J. Wigley, and J. R. Taylor, *Electron. Lett.* **18**, 1246 (1989); *Opt. Lett.* **15**, 851 (1990).
[23] D. M. Patrick and A. D. Ellis, *Electron. Lett.* **29**, 227 (1993).
[24] Y. Inoue, *J. Phys. Soc. Jpn.* **43**, 243 (1977).
[25] M. R. Gupta, B. K. Som, and B. Dasgupta, *J. Plasma Phys.* **25**, 499 (1981).
[26] S. Trillo, S. Wabnitz, E. M. Wright, and G. I. Stegeman, *Opt. Lett.* **13**, 871 (1988).
[27] V. V. Afanasjev, E. M. Dianov, A. M. Prokhorov, and V. N. Serkin, *JETP Lett.* **48**, 638 (1988).
[28] V. V. Afanasjev, Y. S. Kivshar, V. V. Konotop, and V. N. Serkin, *Opt. Lett.* **14**, 805 (1989).

[29] V. V. Afanasjev, E. M. Dianov, and V. N. Serkin, *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 2656 (1989).
[30] M. Florjanczyk and R. Tremblay, *Phys. Lett.* **141**, 34 (1989).
[31] L. Wang and C. C. Yang, *Opt. Lett.* **15**, 474 (1990).
[32] V. V. Afanasjev, L. M. Kovachev, and V. N. Serkin, *Sov. Tech. Phys. Lett.* **16**, 524 (1990).
[33] M. Lisak, A. Höök, and D. Anderson, *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 810 (1990).
[34] J. T. Manassah, *Opt. Lett.* **15**, 670 (1990).
[35] P. C. Subramaniam, *Opt. Lett.* **16**, 1560 (1991).
[36] Y. S. Kivshar, D. Anderson, M. Lisak, and V. V. Afanasjev, *Physica Scripta* **44**, 195 (1991).
[37] V. Y. Khasilev, *JETP Lett.* **56**, 194 (1992).
[38] M. Wadati, T. Iizuka, and M. Hisakado, *J. Phys. Soc. Jpn.* **61**, 2241 (1992).
[39] D. Anderson, A. Höök, M. Lisak, V. N. Serkin, and V. V. Afanasjev, *Electron. Lett.* **28**, 1797 (1992).
[40] S. G. Dinev, A. A. Dreischuh, and S. Balushev, *Physica Scripta* **47**, 792 (1993).
[41] A. Höök, D. Anderson, M. Lisak, V. N. Serkin, and V. V. Afanasjev, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 2313 (1993).
[42] A. Höök and V. N. Serkin, *IEEE J. Quantum Electron.* **30**, 148 (1994).
[43] J. C. Bhakta, *Phys. Rev. E* **49**, 5731 (1994).
[44] F. T. Hioe, *Phys. Lett. A* **234**, 351 (1997); *Phys. Rev. E* **56**, 2373 (1997); *Phys. Rev. E* **58**, 6700 (1998).
[45] C. Yeh and L. Bergman, *Phys. Rev. E* **60**, 2306 (1999).
[46] F. T. Hioe, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1152 (1999); *J. Phys. A* **36**, 7307 (2003).
[47] K. Nakkeeran, *Phys. Rev. E* **62**, 1313 (2000).
[48] E. A. Ostrovskaya, Y. S. Kivshar, D. Mihalache, and L. C. Crasovan, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **8**, 591 (2002).
[49] S. C. Tsang, K. Nakkeeran, B. A. Malomed, and K. W. Chow, *Opt. Commun.* **249**, 117 (2005).
[50] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions* (Dover, New York, 1972), Chap. 16.
[51] G. P. Agrawal, *Lightwave Technology: Teleommunication Systems* (Wiley, Hoboken, NJ, 2005), Chap. 9.
[52] Y. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals* (Academic Press, San Diego, CA, 2003), Chap. 9.
[53] J. T. Manassah, *Appl. Opt.* **26**, 3747 (1987).
[54] P. L. Baldeck, R. R. Alfano, and G. P. Agrawal, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 1939 (1988).
[55] G. P. Agrawal, P. L. Baldeck, and R. R. Alfano, *Phys. Rev. A* **39**, 5063 (1989).
[56] T. Morioka and M. Saruwatari, *Electron. Lett.* **25**, 646 (1989).
[57] R. R. Alfano, P. L. Baldeck, P. P. Ho, and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 824 (1989).
[58] M. Yamashita, K. Torizuka, T. Shiota, and T. Sato, *Jpn. J. Appl. Phys.* **29**, 294 (1990).
[59] D. M. Patrick and A. D. Ellis, *Electron. Lett.* **29**, 1391 (1993).
[60] A. Höök, *Opt. Lett.* **17**, 115 (1992).
[61] S. Kumar, A. Selvarajan, and G. V. Anand, *Opt. Commun.* **102**, 329 (1993).
[62] C. S. Aparna, S. Kumar, and A. Selvarajan, *Opt. Commun.* **131**, 267 (1996).
[63] G. P. Agrawal, *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, (Academic Press, San Diego, 2001), Chap. 6.
[64] E. M. Dianov, P. V. Mamyshev, A. M. Prokhorov, and S. V. Chernikov, *Sov. J. Quantum Electron.* **18**, 1211 (1988).
[65] J. T. Manassah, *Opt. Lett.* **13**, 755 (1988).
[66] G. P. Agrawal, P. L. Baldeck, and R. R. Alfano, *Opt. Lett.* **14**, 137 (1989).
[67] J. E. Rothenberg, *Opt. Lett.* **15**, 495 (1990).
[68] Q. Z. Wang, P. P. Ho, and R. R. Alfano, *Opt. Lett.* **15**, 1023 (1990); *Opt. Lett.* **16**, 496 (1991).
[69] A. D. Ellis and D. M. Patrick, *Electron. Lett.* **29**, 149 (1993).
[70] M. Scaffardi, A. Bogoni, F. Ponzini, and L. Poti, *Opt. Commun.* **239**, 199 (2004).
[71] M. J. La Gasse, D. Liu-Wong, J. G. Fujimoto, and H. A. Haus, *Opt. Lett.* **14**, 311 (1989).
[72] T. Morioka and M. Saruwatari, *Opt. Eng.* **29**, 200 (1990).
[73] K. J. Blow, N. J. Doran, B. K. Nayar, and B. P. Nelson, *Opt. Lett.* **15**, 248 (1990).
[74] H. Vanherzeele and B. K. Nayar, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **2**, 603 (1990).
[75] M. Jinno and T. Matsumoto, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **2**, 349 (1990); *Opt. Lett.* **16**, 220 (1991).
[76] J. D. Moores, K. Bergman, H. A. Haus, and E. P. Ippen, *Opt. Lett.* **16**, 138 (1991); *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 594 (1991).

[77] H. Avrampoulos, P. M. W. French, M. C. Gabriel, H. H. Houh, N. A. Whitaker, and T. Morse, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **3**, 235 (1991).
[78] H. Vanherzeele and B. K. Nayar, *Int. J. Nonlinear Opt. Phys.* **1**, 119 (1992).
[79] M. Jinno, *Opt. Lett.* **18**, 726 (1993).
[80] J. E. Rothenberg, *Opt. Lett.* **18**, 796 (1993).
[81] M. A. Franco, A. Alexandrou, and G. R. Boyer, *Pure Appl. Opt.* **4**, 451 (1995).
[82] P. M. Ramos and C. R. Pavia, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **3**, 1224 (1997).
[83] N. G. R. Broderick, D. Taverner, D. J. Richardson, and M. Ibsen, *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 345 (2000).
[84] G. P. Agrawal, *Appl. Phys. Lett.* **38**, 505 (1981).
[85] A. E. Kaplan, *Opt. Lett.* **6**, 360 (1981).
[86] A. E. Kaplan and P. Meystre, *Opt. Commun.* **40**, 229 (1982).
[87] G. P. Agrawal, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-18**, 214 (1982).
[88] H. Nakatsuka, S. Asaka, H. Itoh, K. Ikeda, and M. Matsuoka, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 109 (1983).
[89] K. Ikeda, *J. Phys.* **44**, C2-183 (1983).
[90] K. Otsuka, *Opt. Lett.* **8**, 471 (1983).
[91] Y. Silberberg and I. Bar-Joseph, *J. Opt. Soc. Am. B* **1**, 662 (1984).
[92] W. J. Firth, A. Fitzgerald, and C. Paré, *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 1087 (1990).
[93] C. T. Law and A. E. Kaplan, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 58 (1991).
[94] R. Vallé, *Opt. Commun.* **81**, 419 (1991); *Opt. Commun.* **93**, 389 (1992).
[95] M. Yu, C. J. McKinstrie, and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 607 (1998).
[96] S. Ezekiel, J. L. Davis, and R. W. Hellwarth, *Opt. Lett.* **7**, 457 (1982).
[97] R. A. Bergh, H. C. Lefevre, and H. J. Shaw, *Opt. Lett.* **7**, 282 (1982).
[98] R. A. Bergh, B. Culshaw, C. C. Cutler, H. C. Lefevre, and H. J. Shaw, *Opt. Lett.* **7**, 563 (1982).
[99] K. Petermann, *Opt. Lett.* **7**, 623 (1982).
[100] N. J. Frigo, H. F. Taylor, L. Goldberg, J. F. Weller, and S. C. Rasleigh, *Opt. Lett.* **8**, 119 (1983).
[101] B. Crosignani and A. Yariv, *J. Lightwave Technol.* **LT-3**, 914 (1985).
[102] R. A. Bergh, H. C. Lefevre, and H. J. Shaw, *J. Lightwave Technol.* **LT-2**, 91 (1984).
[103] G. Sagnac, *Compt. Rend. Acad. Sci.* **95**, 708 (1913).
[104] H. M. Gibbs, *Optical Bistability: Controlling Light with Light* (Academic Press, Orlando, 1985).
[105] B. V. Vu, A. Szoke, and O. L. Landen, *Opt. Lett.* **18**, 723 (1993).
[106] S. Kumar, A. Selvarajan, and G. V. Anand, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 810 (1994).
[107] Q. Lin and G. P. Agrawal, *IEEE J. Quantum Electron.* **20**, 959 (2004).
[108] Q. Lin and G. P. Agrawal, *Opt. Lett.* **30**, 921 (2005).
[109] J. N. Damask, *Polarization Optics in Telecommunications* (Springer, New York, 2005), Chap. 2.
[110] Q. Lin and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 1616 (2003).
[111] D. Awschalom, D. Loss, and N. Samarth, Eds., *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation* (Springer, New York, 2002).

第 8 章　受激喇曼散射

受激喇曼散射(stimulated Raman scattering,SRS)是光纤非线性光学中一个重要的非线性过程,它既可使光纤成为宽带喇曼放大器和可调谐喇曼激光器,也可使某信道中的能量转移到相邻信道中,从而严重地限制了多信道光波系统的性能。本章将从有利和不利两个方面,全面介绍光纤中的 SRS 效应。

8.1 节　介绍 SRS 的基本理论,重点讨论达到喇曼阈值所需的泵浦功率。

8.2 节　考虑连续和准连续条件下的 SRS,讨论光纤喇曼激光器和放大器的性能。

8.3 节　考虑在正常 GVD 区,泵浦脉冲宽度约为 100 ps 或更短时超快 SRS 的产生。

8.4 节　讨论产生于光纤反常 GVD 区的喇曼孤子效应。8.3 节和 8.4 节特别注意了走离效应及自相位调制(SPM)和交叉相位调制(XPM)效应。

8.5 节　重点介绍偏振效应。

8.1　基本概念

在任何分子介质中,自发喇曼散射将一小部分(一般约为 10^{-6})功率由一个光场转移到另一频率下移的光场中,频率下移量由介质的振动模式决定,此过程称为喇曼效应(Raman effect)[1],是喇曼在1928 年发现的。喇曼效应的量子力学描述为,能量为$\hbar\omega_p$ 的一个光子被分子散射成另一个能量为$\hbar\omega_s$ 的低频光子,同时分子完成两个振动态之间的跃迁(见图 8.1)。从实际的角度看,入射光作为泵浦波产生称为斯托克斯波(Stokes wave)的频移光,因此喇曼散射起到一个分光器件的作用。1962 年,实验[2] 观察到用强泵浦波产生的 SRS,在介质中斯托克斯波迅速增长,以至于大部分泵浦能量转移到斯托克斯波中,从此人们对多种分子介质中的 SRS 进行了广泛的研究[3~7]。本节将介绍喇曼增益及喇曼阈值的基本概念,并给出描述光纤中 SRS 的理论框架。

8.1.1　喇曼增益谱

在连续或准连续条件下,斯托克斯波的初始增长可描述为[7]

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_p I_s \tag{8.1.1}$$

式中,I_s 是斯托克斯光强,I_p 是泵浦光强,g_R 是喇曼增益系数,它与自发喇曼散射截面有关[6],深而言之,g_R 与三阶非线性极化率的虚部有关。

喇曼增益系数 $g_R(\Omega)$是描述 SRS 的最重要的量,其中 $\Omega \equiv \omega_p - \omega_s$ 代表泵浦波和斯托克斯波的频率差。在早期的 SRS 实验中,测量的是石英光纤的喇曼增益系数,后来将结果不断改进[8~14]。g_R 通常取决于光纤纤芯的成分,对不同的掺杂物,g_R 有很大的变化。另外,g_R 还取决于泵浦波和斯托克斯波是同偏振的还是正交偏振的。图 8.2 给出了熔石英的归一化喇曼增益系数 g_R 与频移的变化关系[12]。泵浦波长 $\lambda_p = 1\ \mu m$ 时,归一化的 $g_R \approx 1 \times 10^{-13}$;而对于其他泵浦波长,$g_R$ 与 λ_p 成反比。石英光纤中喇曼增益的最显著特征是,$g_R(\Omega)$有一个很宽的频率范围

(达 40 THz),并且在 13 THz 附近有一个较宽的峰,这一特征由石英玻璃的非晶体特性所致。在诸如熔石英等非晶体材料中,分子的振动频率扩展成频带,这些频带彼此交叠并产生一个连续谱[15]。结果,与大多数分子介质在特定频率上产生喇曼增益的情况不同,石英光纤中的喇曼增益可在一很宽的范围内连续地产生。后面将看到,因为这一特性,光纤可用做宽带放大器。

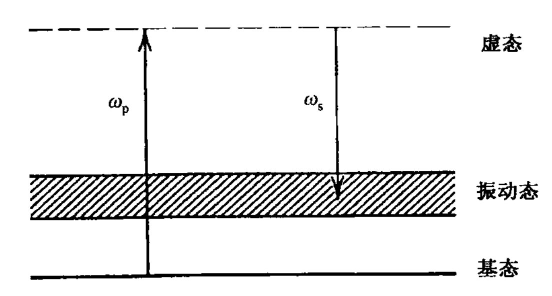


图 8.1 用量子力学的观点解释自发喇曼散射。能量为$\hbar\omega_p$ 的一个泵浦光子将分子激发到一个虚态(图中虚线所示)后,自发产生一个能量为$\hbar\omega_s$ 的光子

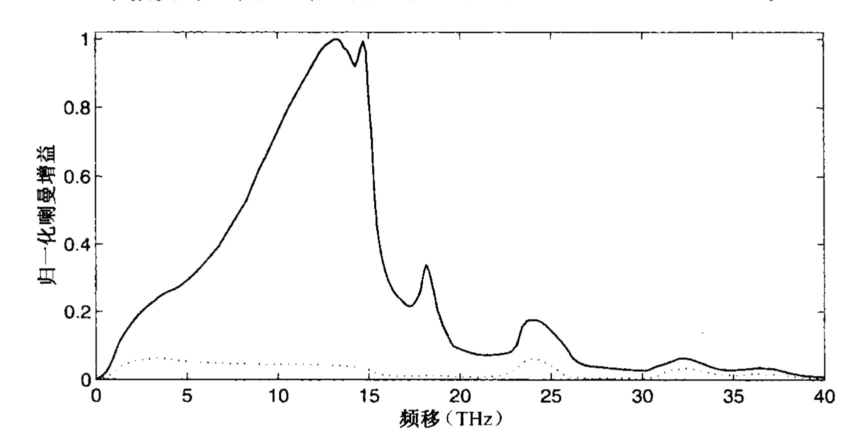


图 8.2 当泵浦波和斯托克斯波同偏振时,熔石英的归一化喇曼增益(实线),点线是当泵浦波和斯托克斯波正交偏振时的模拟结果

为了解 SRS 过程是如何发生的,考虑一束频率为 ω_p 的连续泵浦波在光纤中的传输。如果一束频率为 ω_s 的探测波在光纤的输入端与泵浦波同时入射,那么只要频率差 $\Omega \equiv \omega_p - \omega_s$ 位于图 8.2 所示喇曼增益谱的带宽内,探测波就会由于喇曼增益而被放大。如果光纤输入端仅有泵浦波入射,那么自发喇曼散射将起到探测波的作用,并在传输过程中被放大。因为自发喇曼散射在整个喇曼增益带宽内产生光子,所以所有频率分量都被放大,但对应 g_R 最大值的频率分量建立最快。对于熔石英,g_R 的最大值所对应的频率由泵浦频率下移约 13.2 THz。当泵浦功率超过某一阈值时,此频率分量近似指数增长[16]。这样,SRS 将导致斯托克斯波的产生,其频率由喇曼增益峰决定,对应的频移称为喇曼频移(或斯托克斯频移)。斯托克斯波和泵浦波还是同偏振的,因为两波正交偏振时的喇曼增益相当小(见图 8.2)。基于此原因,首先讨论斯托克斯波和泵浦波同偏振的情形。

8.1.2 喇曼阈值

考虑一束连续波入射进光纤的最简单情形。即便在这种情形下,也应将方程(8.1.1)做些修正,以将光纤损耗考虑在内。而且泵浦功率沿光纤并不能保持为一个常数,应考虑泵浦波和斯托

克斯波之间的非线性互作用。当这些效应均包括在内后,SRS 过程用以下两个耦合方程描述:

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_p I_s - \alpha_s I_s \tag{8.1.2}$$

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{\omega_p}{\omega_s} g_R I_p I_s - \alpha_p I_p \tag{8.1.3}$$

式中,α_s 和 α_p 分别为斯托克斯频率和泵浦频率处的光纤损耗。正如将在 8.1.3 节中看到的,此方程组可由 2.3 节的麦克斯韦方程组严格推导出,也可以通过每个光束中光子的产生和湮灭过程唯象地写出。在没有损耗的情况下,容易证明

$$\frac{d}{dz}\left(\frac{I_s}{\omega_s} + \frac{I_p}{\omega_p}\right) = 0 \tag{8.1.4}$$

此式仅仅说明,在 SRS 过程中,泵浦和斯托克斯光束中的光子总数不变。

尽管 SRS 的完整描述必须考虑到泵浦消耗,但为了估计喇曼阈值可将其忽略[16]。如果忽略方程(8.1.3)中表示泵浦消耗的右边的第一项,则此方程很容易求解。将此解代入方程(8.1.2),可得

$$dI_s/dz = g_R I_0 \exp(-\alpha_p z) I_s - \alpha_s I_s \tag{8.1.5}$$

式中,I_0 是 $z=0$ 处的入射泵浦光强。方程(8.1.5)很容易求解,其结果为

$$I_s(L) = I_s(0)\exp(g_R I_0 L_{\text{eff}} - \alpha_s L) \tag{8.1.6}$$

式中,L 是光纤长度且

$$L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha_p L)]/\alpha_p \tag{8.1.7}$$

式(8.1.6)表明,由于光纤损耗,有效光纤长度由 L 减至 L_{eff}。

使用式(8.1.6)需要知道 $z=0$ 处的入射光强 $I_s(0)$。实际上,SRS 是从产生于整个光纤长度上的自发喇曼散射建立起来的。Smith 指出[16],它等价于在光纤输入端的每个模式中注入一个假想光子,所以可以按式(8.1.6)考虑每个能量为$\hbar\omega$ 的频率分量的放大,然后在整个喇曼增益谱范围内积分来计算斯托克斯功率,即

$$P_s(L) = \int_{-\infty}^{\infty} \hbar\omega \exp[g_R(\omega_p - \omega) I_0 L_{\text{eff}} - \alpha_s L]\, d\omega \tag{8.1.8}$$

式中,假设光纤只容纳一个模式。g_R 对频率的依赖关系如图 8.2 所示,尽管并不知道 $g_R(\Omega)$的函数形式,但可用最速下降法近似计算式(8.1.8)中的积分,因为积分的主要贡献来自增益峰值 $\omega=\omega_s$ 附近的一个很窄区域,结果为

$$P_s(L) = P_{s0}^{\text{eff}} \exp[g_R(\Omega_R) I_0 L_{\text{eff}} - \alpha_s L] \tag{8.1.9}$$

式中,$z=0$ 处的有效入射功率为

$$P_{s0}^{\text{eff}} = \hbar\omega_s B_{\text{eff}} \qquad B_{\text{eff}} = \left(\frac{2\pi}{I_0 L_{\text{eff}}}\right)^{1/2} \left|\frac{\partial^2 g_R}{\partial \omega^2}\right|_{\omega=\omega_s}^{-1/2} \tag{8.1.10}$$

从物理意义上讲,B_{eff}是中心位于 $\Omega_R = \omega_p - \omega_s$ 处增益峰附近的斯托克斯辐射的有效带宽。尽管 B_{eff}取决于泵浦光强及光纤长度,但其数量级大小可由图 8.2 的主峰谱宽估算出。

喇曼阈值定义为,在光纤的输出端斯托克斯功率与泵浦功率相等时的入射泵浦功率[16],或

$$P_s(L) = P_p(L) \equiv P_0 \exp(-\alpha_p L) \tag{8.1.11}$$

式中,$P_0 = I_0 A_{\text{eff}}$是入射泵浦功率,A_{eff}是2.3节中定义的有效模场面积。将式(8.1.9)代入式(8.1.11),并假设$\alpha_s \approx \alpha_p$,则阈值条件变为

$$P_{s0}^{\text{eff}} \exp(g_R P_0 L_{\text{eff}} / A_{\text{eff}}) = P_0 \tag{8.1.12}$$

式中,P_{s0}^{eff}通过式(8.1.10)还与P_0有关。方程(8.1.12)的解给出达到喇曼阈值所需的临界泵浦功率。假设喇曼增益谱为洛伦兹形,临界泵浦功率的一个较好的近似为[16]

$$\frac{g_R P_0^{cr} L_{\text{eff}}}{A_{\text{eff}}} \approx 16 \tag{8.1.13}$$

对后向SRS可按类似的方法分析,这种情况下的阈值条件仍由式(8.1.13)给定,但是式中的数值因子16应换为20。由于对给定的泵浦功率,首先达到前向SRS的阈值,所以在光纤中一般观察不到后向SRS。当然,喇曼增益可以用来放大后向传输的信号。注意,在推导式(8.1.13)时,假设泵浦波和斯托克斯波的偏振方向在光纤中保持不变;如果偏振方向发生变化,则喇曼阈值将增大1到2倍,特别是当偏振完全混乱时将增大2倍。

虽然在推导式(8.1.13)时做了各种近似,但用它仍能相当精确地估算喇曼阈值。对较长的光纤,如$\alpha_p L \gg 1$,则$L_{\text{eff}} \approx 1/\alpha_p$。当$\lambda_p = 1.55\ \mu\text{m}$时,即接近于光纤损耗的最小值(约为0.2 dB/km),$L_{\text{eff}} \approx 20$ km。如果用典型的$A_{\text{eff}} = 50\ \mu\text{m}^2$,则由式(8.1.13)估算喇曼阈值为$P_0^{cr} \approx 600$ mW。由于在单信道光纤通信系统中,入射到光纤中的典型功率值低于10 mW,所以一般不会发生SRS。然而,由于喇曼感应的信道间的功率转移,SRS成为多信道光纤通信系统的一个限制因素。

实际中,观察SRS要用高功率激光器。单模光纤的有效模场面积在20~80 μm^2范围,其与工作波长有关,如果用$A_{\text{eff}} = 50\ \mu\text{m}^2$作为典型值,泵浦波长在1 μm附近,则对1 km长的光纤,由式(8.1.13)可知阈值泵浦功率$P_0^{cr} \approx 8$ W。由于这样的功率已经很容易达到(例如Nd:YAG激光器),所以利用连续或脉冲激光器很容易观察到SRS。

由于上述理论忽略了泵浦消耗,所以不能解释超过喇曼阈值时斯托克斯波的增长。为将泵浦消耗效应包括在内,必须解方程(8.1.2)和方程(8.1.3)。正如将在8.2.3节中讨论的,在$\alpha_p = \alpha_s$的特殊情况下,此方程组可解析求解[17]。结果表明,式(8.1.13)给出的阈值条件仍然相当精确。一旦达到喇曼阈值,功率迅速由泵浦波转移到斯托克斯波中。从理论上讲,泵浦波功率可完全转移给斯托克斯波(不计光纤损耗)。实际上,如果斯托克斯波的功率变得很大并满足式(8.1.13),则它可作为泵浦波产生第二级斯托克斯波。此级联SRS过程可相继产生多级斯托克斯波,其级数取决于入射泵浦功率。

8.1.3 耦合振幅方程

当用光脉冲泵浦时,需要修改SRS的连续波理论,对于光纤几乎总是这种情形。实际上,对连续波情形,受激布里渊散射(stimulated Brillouin scattering,SBS)的阈值较低(见第9章),所以SBS是主要的,而SRS受到抑制。然而,当泵浦脉冲宽度小于1 ns时,几乎可以抑制SBS。如果达到SRS阈值,则与连续波泵浦情形类似,每个泵浦脉冲将在频率下移约13 THz的载频ω_s处产生一个斯托克斯(或喇曼)脉冲。

如果假设介质是瞬时响应的,则光纤中SRS的动力学描述可以大大简化[18]。因为图8.2中较宽的增益谱意味着喇曼响应时间肯定小于100 fs,所以这种假设通常是合理的。除了脉宽约为10 fs的超短脉冲外,喇曼响应时间一般比典型的脉冲宽度小得多,所以喇曼脉冲和泵浦脉冲间的互作用由两个耦合振幅方程描述,此方程包括喇曼增益、泵浦消耗、SPM、XPM和GVD效应,可按2.3节中的方法推导。

统一的描述应包括式(2.3.38)给出的非线性响应函数,因此,可以同时包括克尔效应和喇曼效应[19~23]。这种分析在一定程度上使问题复杂化了,因为式(2.3.32)中的电场采用下面形式:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t)=\tfrac{1}{2}\hat{x}\{A_p\exp[i(\beta_{0p}-\omega_p t)]+A_s\exp[i(\beta_{0s}-\omega_s t)]\}+\text{c.c.} \tag{8.1.14}$$

式中,ω_p 和 ω_s 分别是泵浦波和斯托克斯波的载频,β_{0p} 和 β_{0s} 是对应的传输常数,A_p 和 A_s 分别是泵浦脉冲和喇曼脉冲的慢变包络。经过烦琐的运算后,可以得到下面两个方程[23]:

$$\begin{aligned}&\frac{\partial A_p}{\partial z}+\frac{1}{v_{gp}}\frac{\partial A_p}{\partial t}+\frac{i\beta_{2p}}{2}\frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2}+\frac{\alpha_p}{2}A_p=\\&\qquad i\gamma_p(1-f_R)(|A_p|^2+2|A_s|^2)A_p+R_p(z,t)\end{aligned} \tag{8.1.15}$$

$$\begin{aligned}&\frac{\partial A_s}{\partial z}+\frac{1}{v_{gs}}\frac{\partial A_s}{\partial t}+\frac{i\beta_{2s}}{2}\frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2}+\frac{\alpha_s}{2}A_s=\\&\qquad i\gamma_s(1-f_R)(|A_s|^2+2|A_p|^2)A_s+R_s(z,t)\end{aligned} \tag{8.1.16}$$

式中,v_{gj} 是群速度,β_{2j} 是 GVD 系数,γ_j($j=p$ 或 s)是非线性系数[由式(7.1.17)定义],喇曼贡献 R_p 和 R_s 具有以下形式:

$$\begin{aligned}R_j(z,t)=&\,i\gamma_j f_R A_j\int_{-\infty}^{t}h_R(t-t')\left[|A_j(z,t')|^2+|A_k(z,t')|^2\right]\mathrm{d}t'+i\gamma_j f_R A_k\times\\&\int_{-\infty}^{t}h_R(t-t')A_j(z,t')A_k^*(z,t')\exp[\pm i\Omega(t-t')]\,\mathrm{d}t'\end{aligned} \tag{8.1.17}$$

式中,$j,k=p$ 或 s,$j\neq k$,$\Omega=\omega_p-\omega_s$ 是斯托克斯频移,f_R 代表小数喇曼贡献(见 2.3.2 节),喇曼响应函数 $h_R(t)$ 是产生 SRS 的原因。若加上正比于 β_3 的三阶导数项,则可以将三阶色散也包括在内。另外,若在式(8.1.17)中加上噪声项,则还可以将自发喇曼散射包括在内[22]。

在脉冲宽度超过 1 ps 的皮秒区域,方程(8.1.15)和方程(8.1.16)可大大简化[23],原因在于 A_p 和 A_s 在喇曼响应函数 $h_R(t)$ 变化的时间尺度内几乎无变化,因此可将 A_p 和 A_s 看成常量。对式(8.1.17)积分可得

$$R_j=i\gamma_j f_R[(|A_j|^2+|A_k|^2)A_j+\tilde{h}_R(\pm\Omega)|A_k|^2A_j] \tag{8.1.18}$$

式中,$\tilde{h}_R$ 是 $h_R(t)$ 的傅里叶变换,当 $j=s$ 时,选择负号。图 8.3 给出了当泵浦波和斯托克斯波彼此平行偏振或正交偏振时,$\tilde{h}_R(\Omega)$ 的实部(相对 $\Omega=0$ 的对称曲线)和虚部(不对称曲线),所用数据与图 8.2 的相同。

从物理意义上讲,$\tilde{h}_R(\Omega)$ 的实部导致喇曼感应的折射率变化,而虚部和喇曼增益有关。引入折射率系数和增益系数

$$\delta_R=f_R\mathrm{Re}[\tilde{h}_R(\Omega)]\qquad g_j=2\gamma_j f_R\mathrm{Im}[\tilde{h}_R(\Omega)] \tag{8.1.19}$$

则耦合振幅方程变为

$$\begin{aligned}&\frac{\partial A_p}{\partial z}+\frac{1}{v_{gp}}\frac{\partial A_p}{\partial t}+\frac{i\beta_{2p}}{2}\frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2}+\frac{\alpha_p}{2}A_p=\\&\qquad i\gamma_p[|A_p|^2+(2+\delta_R-f_R)|A_s|^2]A_p-\frac{g_p}{2}|A_s|^2A_p\end{aligned} \tag{8.1.20}$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z}+\frac{1}{v_{gs}}\frac{\partial A_s}{\partial t}+\frac{i\beta_{2s}}{2}\frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2}+\frac{\alpha_s}{2}A_s = i\gamma_s[|A_s|^2+(2+\delta_R-f_R)|A_p|^2]A_s+\frac{g_s}{2}|A_p|^2A_s \tag{8.1.21}$$

注意,当将喇曼感应的折射率变化包括在内时[20],XPM 因子是 $2+\delta_R-f_R$,而不是 2。参量 f_R 的值约为 0.18[10]。尽管喇曼感应的折射率变化 δ_R 相当小,但其和频率有关的特点能影响斯托克斯脉冲的群速度[24]。

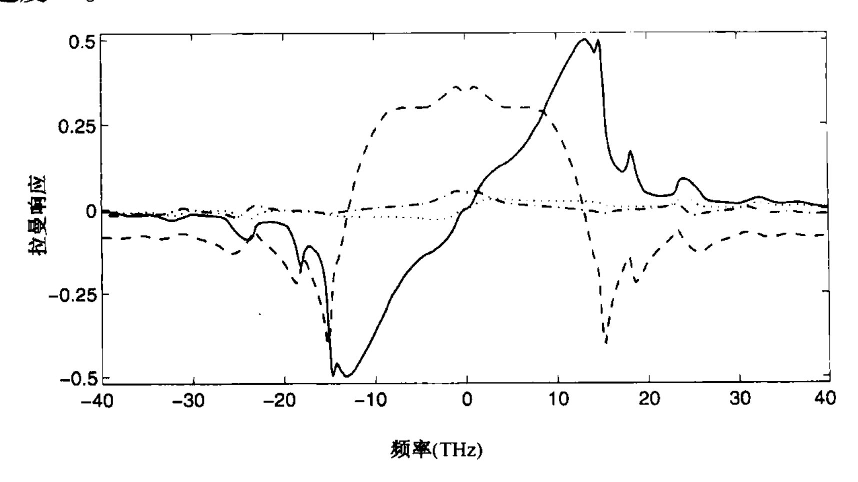


图 8.3 当泵浦波和斯托克斯波平行偏振(图中实线和虚线)或正交偏振时(图中点线和点虚线),$\tilde{h}_R(\Omega)$的虚部和实部

对于皮秒脉冲泵浦的 SRS,方程(8.1.20)和方程(8.1.21)的解将在 8.3 节中讨论。其中一个最重要的新特征是群速度失配,它将 SRS 过程限制在泵浦脉冲和喇曼脉冲交叠的时间内。按照 7.4 节中的方法,引入走离长度为

$$L_W = T_0/|v_{gp}^{-1}-v_{gs}^{-1}| \tag{8.1.22}$$

式中,T_0 是泵浦脉冲宽度。对 $T_0\approx 5$ ps,在可见光范围典型的 $L_W\approx 1$ m。若泵浦脉冲宽度 $T_0>1$ ns,则 $L_W>200$ m,比通常用来观察 SRS 的光纤长度更长。对这样的脉冲,GVD 效应可以忽略,并且连续波理论对这种准连续波情形也近似有效。实际上,如果忽略时间导数项,并用 $I_j=|A_j|^2/A_{\text{eff}}(j=p$ 或 $s)$,则可由方程(8.1.20)和方程(8.1.21)得到方程(8.1.2)和方程(8.1.3)。应当注意,方程(8.1.20)和方程(8.1.21)对飞秒泵浦脉冲不再适用,因为其谱宽已大于喇曼频移,这种情形将在 8.4 节中讨论。

8.1.4 四波混频效应

第 10 章中将讨论的四波混频这种非线性现象,被认为会影响任何介质中的 SRS[6]。人们对有关四波混频对光纤中 SRS 的影响已做了广泛研究[25~33]。本节将定性地阐明一些有关特性。

为理解四波混频是如何影响 SRS 的,重新考虑 SRS 背后的物理学内涵会有所帮助。如图 8.1 所示,喇曼散射可视为泵浦光子的下转换过程,由此产生一个低频光子和一个与分子的某个振动模式有关的声子。另外,一个低频声子与泵浦光子复合产生一个高频光子的上转换过程也是可能的,但发生概率很小,因为上转换过程需要能量和动量均合适的声子。与高频光子有关的光波称为反斯托克斯波,其在频率 $\omega_a=\omega_p+\Omega$ 处与频率为 $\omega_s=\omega_p-\Omega$ 的斯托克斯波一

起产生，其中 ω_p 是泵浦频率。由于 $2\omega_p=\omega_a+\omega_s$，假如总动量守恒，由两个泵浦光子湮灭产生一个斯托克斯光子和一个反斯托克斯光子的四波混频过程是能够发生的。动量守恒要求导致相位匹配条件 $\Delta k=2k(\omega_p)-k(\omega_a)-k(\omega_s)=0$，其中 $k(\omega)$是传输常数。四波混频的发生需要满足这个相位匹配条件(见 10.1 节)。

由于 Ω 约为 10 THz，因此单模光纤中不容易满足相位匹配条件，所以在 SRS 过程中很少能观察到反斯托克斯波。正如将在 10.3 节中所讨论的，当光纤 GVD 不太大时，相位匹配条件近似满足。这时，在方程(8.1.20)和方程(8.1.21)的基础上，必须加上描述反斯托克斯波传输以及其通过四波混频过程与斯托克斯波耦合的第 3 个方程。当忽略泵浦消耗时，这 3 个耦合方程可以近似求解[26]。结果表明，喇曼增益 g_R 和 Δk 有关，而且与图 8.2 中的值相比，g_R 根据 Δk 的值既可以增加也可以减小。特别是在 $\Delta k=0$ 附近，g_R 变小，这表明在适当条件下，四波混频可以抑制 SRS。实验中确实观察到了 SRS 被部分抑制的现象[26]。当泵浦功率 P_0 很高使 $|\Delta k|<3g_RP_0$ 时，喇曼增益降低到原来的一半，而且观察到了反斯托克斯波的谱分量。

另一个实验中也观察到了四波混频对 SRS 的影响[28]，喇曼脉冲的频谱表现为双峰结构，对应于图 8.2 中 13.2 THz 和 14.7 THz 处的两个峰。当泵浦功率较低时，13.2 THz 的峰是主要的，因为此峰的喇曼增益略大一些(约为 1%)。但是，当泵浦功率增大时，14.7 THz 的峰开始主导喇曼脉冲的频谱。这些结果可以这样理解，四波混频感应的喇曼增益下降是和频率有关的，当泵浦光强超过 1 GW/cm^2 时，14.7 THz 峰的有效喇曼增益变大。

方程(8.1.20)和方程(8.1.21)忽略了光纤双折射的影响，将其考虑在内会大大增加 SRS 分析的复杂性[29]。例如，若泵浦脉冲与光纤某个主轴成一角度偏振，则它将同时激发光纤的慢偏振模和快偏振模。若这两个模式的强度均超过喇曼阈值，则每个模式都能产生一个斯托克斯脉冲，这两个斯托克斯脉冲通过 XPM 与两个泵浦脉冲分量相互作用，此时必须如 7.1 节所讨论的，用包含所有非线性项的一组 4 个耦合方程适当替换方程(8.1.20)和方程(8.1.21)。若将反斯托克斯波也考虑在内，则情况会更加复杂，这时必须求解一组 6 个耦合方程。偏振效应将在 8.5 节中讨论。

当泵浦脉冲在光纤反常色散区传输时，必须考虑调制不稳定性和 SRS 的相互影响。正如在 5.1 节中讨论的，调制不稳定性可以看成通过 SPM 实现相位匹配的四波混频过程(见 10.3 节)，它产生频率为 $\omega_p+\Omega_m$ 和 $\omega_p-\Omega_m$ 的新波，其中 Ω_m 取决于泵浦功率，一般与喇曼频移 Ω 不同。于是，一个统一的分析应考虑频率为 ω_p，$\omega_p\pm\Omega_m$ 和 $\omega_p\pm\Omega$ 的 5 个波，而每个波又有两个正交的偏振分量，这就需要一组 10 个耦合振幅方程。由于超短泵浦脉冲的频谱比较宽，结果频率 Ω_m 和 Ω 都落在该带宽内，这时分析将变得更为简单。这种超短泵浦脉冲的传输用一组 2 个耦合方程来描述，其中包含了 GVD、SPM、XPM、光纤双折射、四波混频和脉冲内喇曼散射效应。当连续泵浦波入射进光纤时，可通过对上述方程的线性稳定性分析得到有效增益谱[31]。

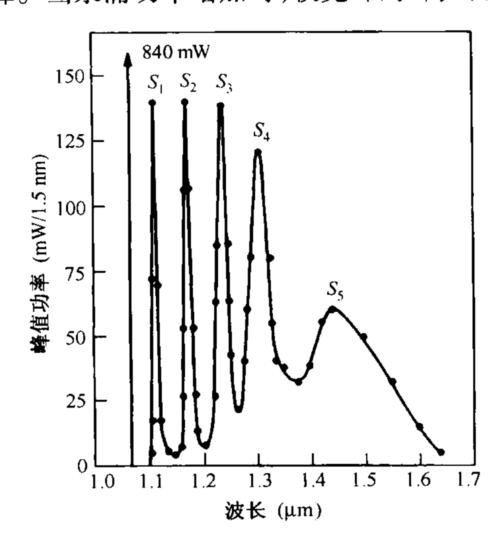
8.2　准连续受激喇曼散射

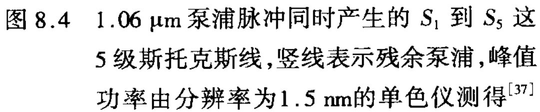
从首次在光纤中观察到 SRS 起[9]，人们利用脉宽为 1～100 ns 的泵浦脉冲(这相当于准连续情形)对 SRS 进行了广泛研究[34～50]。在单通 SRS 中，每个泵浦脉冲在光纤一端入射，在另一端产生斯托克斯脉冲。而对于多通 SRS，将光纤放入谐振腔内，制成了可调谐光纤喇曼激光器。另一个应用是利用喇曼增益对信号进行放大。本节针对光纤中的 SRS 过程，从这三个方面进行讨论。

8.2.1 单通喇曼产生

在石英光纤中,SRS的首次实验是1972年在可见光区进行的,泵浦波是倍频Nd:YAG激光器产生的532 nm脉冲[8]。用芯径为4 μm的9 m长单模光纤产生545 nm的斯托克斯波,大约需要75 W的泵浦功率。后来的实验[35]用1.06 μm的Nd:YAG激光器产生的150 ns红外泵浦脉冲来激发SRS。在另一个实验中[37],当泵浦功率为70 W时,在1.12 μm处观察到了一级斯托克斯线;当泵浦功率更高时出现了更高级斯托克斯线,因为这时的斯托克斯功率变得很大,足以泵浦下一级斯托克斯线。图8.4是泵浦功率约为1 kW时的频谱,5条斯托克斯线清楚可辨,后一级斯托克斯线比前一级更宽,这种展宽是由几个相互竞争的非线性过程造成的,它限制了斯托克斯线的总数。在可见光区已产生了15级的斯托克斯线[40]。

这些实验都没有尝试分辨每条斯托克斯线的频谱细节。在后来的一个实验中[45],由于分辨率很高,一级斯托克斯线的线形清晰可辨。该实验用一台锁模氩离子激光器($\lambda_p = 514.5$ nm)产生的1 ns脉冲作为泵浦波,通过100 m长的光纤传输。图8.5是在三个泵浦功率下观察到的频谱,在440 cm^{-1}(13.2 THz)处出现一个较宽的峰,并在490 cm^{-1}(14.7 THz)处有一个较窄的峰。当泵浦功率增加时,较宽峰的峰值功率出现饱和,而较窄峰的峰值功率却持续增长。




图8.4 1.06 μm泵浦脉冲同时产生的 S_1 到 S_5 这5级斯托克斯线,竖线表示残余泵浦,峰值功率由分辨率为1.5 nm的单色仪测得[37]

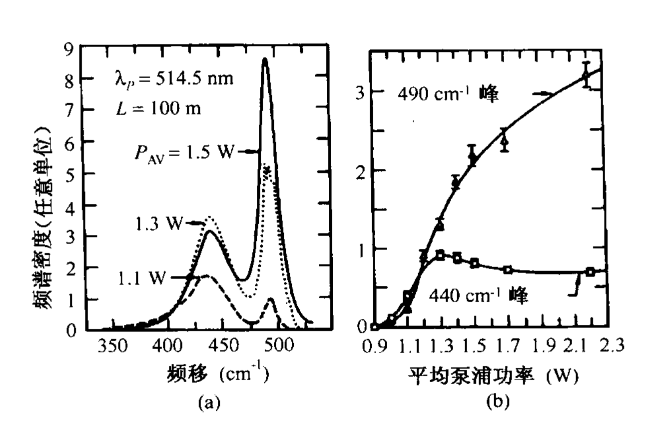


图8.5 (a) 三个泵浦功率水平下的斯托克斯频谱;(b) 峰值功率随泵浦功率的变化[45]

斯托克斯频谱中的双峰结构可以通过图8.2来理解。图8.2中喇曼增益谱的主峰实际上是由两个峰组成的,两峰的位置与图8.5中斯托克斯频谱的两峰位置完全一致。一个详细的数值模型所预测的斯托克斯线形与实验观察到的频谱一致,此模型既包括了喇曼增益谱形状,同时也考虑了包含喇曼增益及自发喇曼散射过程的斯托克斯线的每个频谱分量在光纤中的传输[45]。

在图8.5中看到的谱线特征可以定性地理解如下:自发喇曼散射在整个喇曼增益谱的频率范围内产生斯托克斯波,经过一小段光纤后,这些弱信号以适当的增益系数得到放大,同时产生更多的自发光。当泵浦功率较低时,由于喇曼放大是指数放大过程,观察到的斯托克斯频谱看上去像 $\exp[g_R(\Omega)]$ 曲线。随着泵浦功率的增加,440 cm^{-1} 处的高频峰将通过喇曼放大过程泵浦490 cm^{-1} 处的低频峰,正如图8.5所示。最终,斯托克斯功率增大到足以产生二级斯托克斯线。

尽管这个模型是基于连续波的 SRS 理论,但它仍能定性地解释图 8.5 的特征,因为当泵浦脉冲宽度约为 1 ns 时,GVD 效应不太明显;当泵浦脉冲宽度小于 1 ns 时,包括 GVD 效应,特别是包括导致脉冲走离的群速度失配效应就变得更加重要。8.3 节将讨论这些效应。

通过 SRS 产生的斯托克斯波一般是带有噪声的,因为 SRS 是从产生于整个光纤长度上的自发喇曼散射中建立起来的,结果即使泵浦脉冲具有恒定的宽度和能量,斯托克斯脉冲的宽度和能量也会出现闪光起伏。利用 Nd:YAG 激光器产生的重复频率为 1 kHz 的 Q 开关脉冲,可以定量地给出这种起伏的统计特性[49]。当泵浦脉冲的峰值功率超过喇曼阈值时,脉冲能量的相对噪声将急剧下降。当接近阈值功率时,脉冲能量近似指数形式分布,和量子噪声理论预期的一致[51]。然而,在激发二级斯托克斯线之前,一级斯托克斯线是近高斯形的,并且能量分布变得相当窄。另外,通过注入一个随机斯托克斯种子光,解方程(8.1.2)和方程(8.1.3),可以模拟实验结果[50]。

8.2.2 光纤喇曼激光器

光纤中 SRS 现象的一个重要应用就是导致了光纤喇曼激光器的出现[52~69]。这样的激光器可在很宽的频率范围上(约为 10 THz)调谐。图 8.6 是一个光纤喇曼激光器的示意图[55],一段单模光纤放在由两个部分反射镜 M_1 和 M_2 构成的法布里-珀罗(F-P)腔内,此腔对通过 SRS 在光纤内产生的斯托克斯波提供波长选择反馈。腔内的棱镜可调谐激光器波长,因为它使不同的斯托克斯波长在空间上色散,通过转动镜 M_2 则可选择波长。激光器的阈值对应于往返一次喇曼放大足以平衡腔内损耗时的泵浦功率,腔内损耗主要是腔镜的透射损耗和光纤两端的耦合损耗。如果假设往返一次损耗的典型值为 10 dB,则阈值条件为

$$G = \exp(2g_R P_0 L_{\text{eff}}/A_{\text{eff}}) = 10 \tag{8.2.1}$$

对长度为 L 的光纤,L_{eff} 由式(8.1.7)给出。如果光纤不是保偏的,则由于泵浦波和斯托克斯波之间的相对偏振混乱,使式(8.2.1)中的 g_R 减小一半[59]。比较式(8.1.13)与式(8.2.1)可以看出,光纤喇曼激光器的阈值泵浦功率比单通 SRS 的阈值泵浦功率至少小一个数量级。

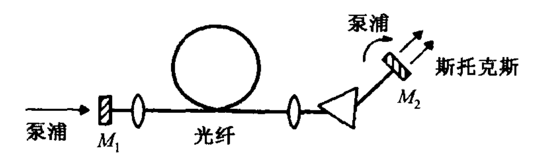


图 8.6　可调谐光纤喇曼激光器示意图[55]

1972 年,在光纤喇曼激光器的实验中[8],由于用了较短的光纤(L = 1.9 m),阈值功率相当高(约为 500 W)。在后来的实验中[52~54],使用较长的光纤(L 约为 10 m),阈值功率降到约为 1 W,这使光纤喇曼激光器可用氩离子激光器泵浦,波长在 0.50 ~ 0.53 μm 范围内连续运转。通过保证多模泵浦波的谱宽远大于布里渊线宽来抑制受激布里渊散射(见 9.1 节),利用腔内棱镜使激光波长在约10 nm 宽的范围内可调。

当泵浦功率较高时,光纤内产生高级斯托克斯波,并被腔内棱镜空间色散。分别对每级斯托克斯波单独加上腔镜,可使光纤喇曼激光器同时运转在几个波长上,每个波长通过转动腔镜可独立调谐[53]。一个实验[57]用环形腔结构产生了 5 级可调谐的斯托克斯带。用 Nd:YAG 激光器作为泵浦源[58],光纤喇曼激光器已能工作在 1.1 ~ 1.6 μm 范围的红外区,此波段对光纤通信很有用。

当光纤喇曼激光器用一序列脉冲泵浦时,每个喇曼脉冲往返一次后应与随后的一个泵浦脉冲适当同步。在光纤喇曼激光器中很容易实现这种同步,原因是这种激光器可以在喇曼增益

谱(见图 8.2)峰值附近较宽范围的波长中,选择一个特定的波长以满足同步泵浦的需要,而且可通过简单地改变腔长来调谐激光波长。这种方法称为时间-色散调谐[55],以区别于图 8.6 中的棱镜-色散调谐(通过棱镜提供的空间色散工作)。时间-色散调谐技术对在宽波长范围内调谐脉冲光纤喇曼激光器非常有效。调谐率可按下面的方法获得,如果腔长改变 ΔL,则时间延迟 Δt 可以通过波长改变 $\Delta\lambda$ 精确地补偿,即

$$\Delta t \equiv \Delta L/c = |D(\lambda)|L\Delta\lambda \tag{8.2.2}$$

式中,L 是光纤长度,D 是 1.2.3 节引入的色散参量,因而调谐率为

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta L} = \frac{1}{cL|D(\lambda)|} = \frac{\lambda^2}{2\pi c^2 L|\beta_2|} \tag{8.2.3}$$

式中,用到式(1.2.11)中 D 与 GVD 系数 β_2 的关系。调谐率与光纤长度 L 及波长 λ 有关,其典型值约为 1 nm/cm。在一个实验中[56],取 $L = 600$ m 和 $\lambda = 1.12$ μm,得到 1.8 nm/cm 的调谐率和 24 nm 的调谐范围。

用同步泵浦光纤喇曼激光器产生超短光脉冲已经引起人们的关注[61]。一般而言,当这种激光器的泵浦脉宽小于 100 ps 时,必须考虑 GVD、群速度失配、SPM 及 XPM 效应,这些效应将在 8.3 节中讨论。如果喇曼脉冲位于光纤的反常 GVD 区,则利用孤子效应可产生宽度约为 100 fs 或更短的脉冲,这种激光器称为光纤喇曼孤子激光器(将在 8.4 节中讨论)。

20 世纪 90 年代,喇曼激光器的研究取得了显著进展。一个新特点是将腔镜集成到光纤中,目的是为了形成一个紧凑的器件。早期的方法是采用环形腔结构,即用光纤环和光纤耦合器构成一个低阈值的全光纤喇曼激光器[62]。随着光纤布拉格光栅的出现,利用它代替腔镜已成为可能[63]。另外,还可以利用熔锥光纤耦合器。一个有趣的方法是,采用三对光纤光栅或耦合器来构成三台喇曼激光器的三个腔,工作波长分别是 1.117 μm,1.175 μm 和 1.24 μm,分别对应于 $\lambda_p = 1.06$ μm 泵浦时的一级、二级和三级斯托克斯线[65]。所得的 1.24 μm 的喇曼激光器对放大 1.31 μm 的信号非常有用[66]。

若用硅酸磷光纤,则可以采用同样方法制作 1.48 μm 的喇曼激光器[67],这种光纤的斯托克斯频移约为 40 THz。通过二级斯托克斯线,可将 1.06 μm 泵浦波转变为 1.48 μm 的激光辐射。采用此种技术,用双包层掺镱光纤激光器产生的波长为 1.06 μm 的 3.3 W 的泵浦波,获得了 1 W 以上的输出功率。2000 年后,随着掺镱光纤激光器的发展,已经可以获得高得多的泵浦功率。2004 年的一个实验[68]用不到 10 W 的泵浦功率,在 1120 nm 波长产生了 4.7 W 的线偏振连续输出。该实验用石英纤芯掺锗的 260 m 长保偏光纤作为增益介质,其示意图如图 8.7 所示,两个光纤布拉格光栅(FBG)作为腔镜构成 F-P 激光谐振腔,第三个光纤布拉格光栅将残余泵浦功率反射回激光腔内,反射率较低的中间的光纤布拉格光栅作为输出耦合器 OC。

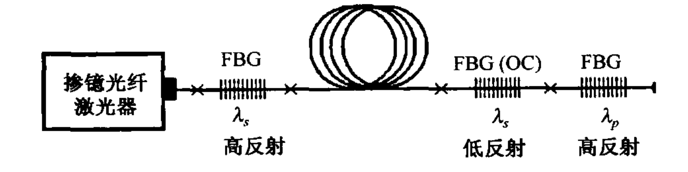


图 8.7　高功率全光纤喇曼激光器的示意图[68]

利用双通结构和多模光纤,已制造出工作在可见光和紫外区且宽带可调的喇曼激光器[64]。用 Q 开关 Nd:YAG 激光器产生的峰值功率超过 400 kW 的 532 nm 的二次谐波作为泵浦波,泵浦

50 m 长多模光纤(芯径 200 μm),实现了 540 ~ 970 nm 波长范围内的宽带可调且峰值功率超过 12 kW 的喇曼激光器。若用三倍频过程产生的 335 nm 波长的 Q 开关脉冲作为泵浦波,采用同样的技术可以在 360 ~ 527 nm 波长范围内调谐。由于 SRS 产生的宽带光仅两次通过光纤,按传统观点,这种无腔激光器并不是真正的激光器。尽管如此,它们作为一种可调谐光源还是有用的。

8.2.3 光纤喇曼放大器

如果一个弱信号与一个强泵浦波同时在光纤内传输,并且其频率差位于喇曼增益谱带宽之内,则此弱信号可被该光纤放大。由于这种放大的物理机制是 SRS,所以称之为光纤喇曼放大器。早在 1976 年,光纤喇曼放大器就开始制造[70],并在 20 世纪 80 年代得到进一步发展[71~85],但直到 2000 年以后,光纤喇曼放大器开始普遍应用于光纤通信系统中,它们才算发展成熟。光纤喇曼放大器的实验装置除了不需要腔镜以外,与图 8.6 类似。在前向泵浦结构中,泵浦波与信号同向传输;反之,在后向泵浦结构中,两者以相反的方向传输。

在连续或准连续条件下,光纤喇曼放大器提供的增益可由方程(8.1.2)和方程(8.1.3)得出。如果信号强度 $I_s(z)$ 比泵浦强度小得多,则泵浦消耗可以忽略,这样放大器输出端 $z = L$ 处的信号强度可由式(8.1.6)给出。因为没有泵浦波时,$I_s(L) = I_s(0)\exp(-\alpha_s L)$,所以放大器增益或放大倍数为

$$G_A = \exp(g_R P_0 L_{\text{eff}}/A_{\text{eff}}) \tag{8.2.4}$$

式中,$P_0 = I_0 A_{\text{eff}}$ 是放大器输入端的泵浦功率,有效长度 L_{eff} 由式(8.1.7)给出。如果采用典型参量值 $g_R = 1\times10^{-13}$ m/W,$L_{\text{eff}} = 100$ m,$A_{\text{eff}} = 10\ \mu\text{m}^2$,则当 $P_0 > 1$ W 时,信号被明显放大。图 8.8 是 G_A 随 P_0 变化的实验观察结果[71],其中光纤长度为 1.3 km,用 1.017 μm 的泵浦波放大 1.064 μm 的信号。放大倍数 G_A 一开始随 P_0 指数增加,但当 $P_0 > 1$ W 时开始偏离指数曲线,这是由于泵浦消耗产生了增益饱和的缘故。图 8.8 中的实线是包括泵浦消耗后,数值解方程(8.1.2)和方程(8.1.3)得到的,此结果与实验数据非常一致。

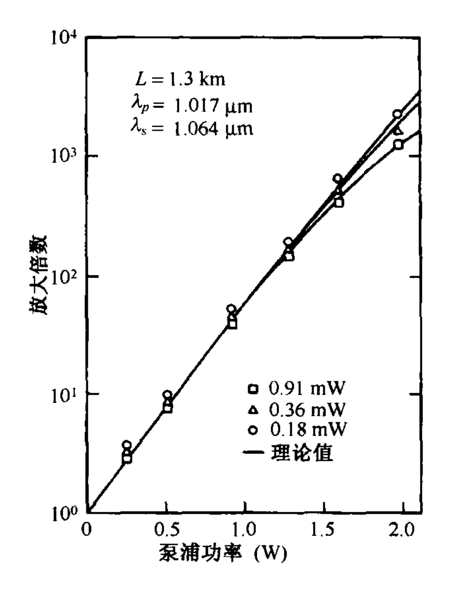


图 8.8 放大器增益 G_A 随泵浦功率 P_0 的变化,不同的符号代表三种输入信号功率值的实验数据,实线是取 $g_R = 9.2\times10^{-14}$ m/W的理论值[71]

假设泵浦波和信号在光纤中的损耗相同,即 $\alpha_s=\alpha_p\equiv\alpha$,通过解析方法求解方程(8.1.2)和方程(8.1.3),可得到光纤喇曼放大器饱和增益 G_s 的一个近似表达式[17]。通过变换 $I_j=\omega_j F_j\exp(-\alpha z)(j=s$ 或 $p)$,可以得到下面两个简单方程:

$$\frac{\mathrm{d}F_s}{\mathrm{d}z}=\omega_p g_R F_p F_s \mathrm{e}^{-\alpha z} \qquad \frac{\mathrm{d}F_p}{\mathrm{d}z}=-\omega_p g_R F_p F_s \mathrm{e}^{-\alpha z} \tag{8.2.5}$$

注意,$F_p(z)+F_s(z)=C$,C 是常数。关于 F_s 的微分方程可以通过在整个放大器长度上积分求解,结果为

$$G_s=\frac{F_s(L)}{F_s(0)}=\left(\frac{C-F_s(L)}{C-F_s(0)}\right)\exp(\omega_p g_R C L_{\mathrm{eff}}-\alpha L) \tag{8.2.6}$$

利用 $C=F_p(0)+F_s(0)$,放大器饱和增益为

$$G_s=\frac{(1+r_0)\mathrm{e}^{-\alpha L}}{r_0+G_A^{-(1+r_0)}} \tag{8.2.7}$$

式中,r_0 与光纤输入端的信号-泵浦功率比的关系为

$$r_0=\frac{F_s(0)}{F_p(0)}=\frac{\omega_p}{\omega_s}\frac{P_s(0)}{P_0} \tag{8.2.8}$$

$G_A=\exp(g_R P_0 L_{\mathrm{eff}}/A_{\mathrm{eff}})$是小信号(未饱和)增益。

对 $\alpha=0$ 时的几个不同 G_A 值,图 8.9 通过绘出 G_s/G_A 随 $G_A r_0$ 变化的曲线,表明了喇曼放大器的这种增益饱和特性。当 $G_A r_0\approx 1$ 时,饱和增益减小一半。当放大信号的功率开始接近入射泵浦功率 P_0 时,即满足此条件。实际上,P_0 是光纤喇曼放大器饱和功率的一个很好的量度。因为典型的 $P_0\approx 1$ W,所以光纤喇曼放大器的饱和功率比掺杂光纤放大器或半导体激光放大器的饱和功率大得多[79]。

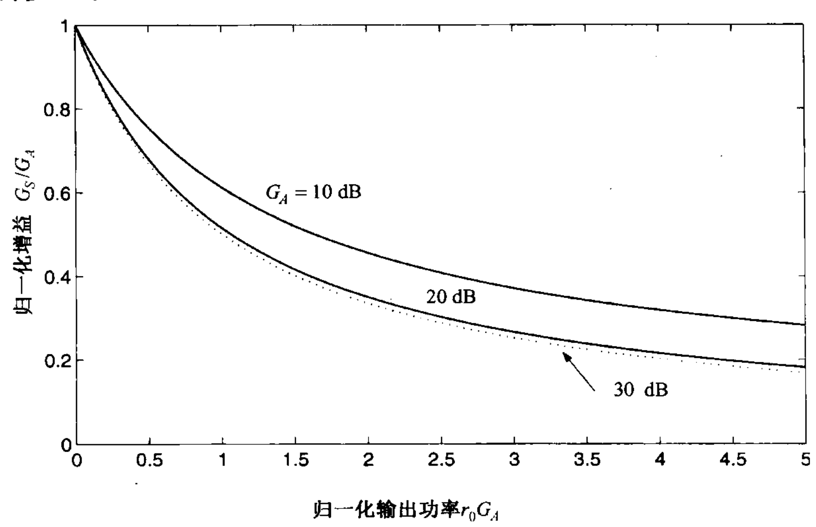


图 8.9 对几个不同的未饱和增益 G_A,光纤喇曼放大器的增益饱和特性

如图 8.8 所示,光纤喇曼放大器在泵浦功率约为 1 W 时,很容易将输入信号放大 1000 倍(30 dB 增益)[71]。1983 年的一个实验[73]用 2.4 km 长的单模光纤,将半导体激光器产生的 1.24 μm 信号放大 45 dB,该实验采用了前向泵浦结构。另一个实验[72]分别采用前向和后向泵

浦结构,用工作在 1.32 μm 波长的 Nd:YAG 激光器产生的连续光作为泵浦波,放大 1.4 μm 的信号,当泵浦功率为 1 W 时,得到 21 dB 的未饱和增益。在这两种泵浦结构中,放大器增益基本相同。

为了使光纤喇曼放大器性能最佳,泵浦波和信号的频率差应对应于图 8.2 中的喇曼增益峰。在近红外区,大部分实用的泵浦源是工作在 1.06 μm 或 1.32 μm 波长的 Nd:YAG 激光器,这种激光器分别对 1.12 μm 和 1.40 μm 波长的信号产生最大的增益。然而,从光纤通信的角度考虑,我们最感兴趣的信号波长在 1.3 μm 和 1.5 μm 附近。如果用高级斯托克斯线作为泵浦波,仍可使用 Nd:YAG 激光器。例如,由 1.06 μm 激光器产生的 1.24 μm 三级斯托克斯线作为泵浦波放大 1.3 μm 的信号。与此类似,1.32 μm 激光器产生的 1.4 μm 的一级斯托克斯线可作为泵浦波放大 1.5 μm 的信号。早在 1984 年,利用此种方案就得到了 20 dB 以上的放大倍数[74]。这些实验还表明泵浦波和探测波(信号)偏振方向匹配的重要性,因为对于正交偏振情形,SRS 几乎停止发生。用 1.34 μm 的 Q 开关激光器作为泵浦源,一段纤芯高掺锗的保偏光纤作为增益介质,仅需 3.7 W 的输入功率就可在 1.52 μm 处产生 20 dB 的增益[75]。

从实际的角度讲,我们感兴趣的量是所谓的开关比,其定义为泵浦开和关时的信号功率比,此比值可以通过实验测量。1.34 μm 泵浦的实验结果表明,对 1.42 μm 的一级斯托克斯线,其开关比大约为 24 dB;但当用一级斯托克斯线放大 1.52 μm 的信号时,开关比降到 8 dB。另外还发现,后向泵浦结构中的开关比要比前向泵浦结构的更小些[78]。如果光纤的输出通过一个让放大信号通过但减小自发辐射噪声带宽的光学滤波器,则一般可改善开关比。

光纤喇曼放大器一个吸引人的特征是它的宽带宽。用光纤喇曼放大器能同时放大 WDM 光波系统的几个信道,这一特性在 1987 年的一个实验中已得到证实[80]。实验使用的信号是由三台工作在 1.57 ~ 1.58 μm 范围的分布反馈半导体激光器产生的,用 1.47 μm 的泵浦波同时将它们放大,在仅 60 mW 的泵浦功率下,就得到了 5 dB 的增益。理论分析表明,开关比和信道增益之间一般存在一种折中关系[81]。20 世纪 80 年代,用喇曼增益改善光通信系统的性能引起人们的极大关注[82~85],这种方法称为分布喇曼放大,因为它以分布方式补偿光纤在大约 100 km 长度上累积的损耗。1988 年,将分布喇曼放大用于 4000 km 的孤子传输[85]。

从光波系统应用的角度考虑,喇曼放大器的主要缺点是要求很高的泵浦功率。早期实验常用可调谐色心激光器作为泵浦源,这种激光器体积庞大,不适宜在实际中应用。事实上,随着 EDFA(掺铒光纤放大器)在1989 年的出现,喇曼放大器在 1.55 μm 波长区的光波系统中已很少应用。20 世纪 90 年代,随着小型高功率半导体激光器的出现,光纤喇曼放大器的发展从根本上得到了复兴。早在 1992 年,一个实验就用 1.55 μm 半导体激光器泵浦光纤喇曼放大器[86],其中 140 ns 泵浦脉冲的峰值功率为 1.4 W,重复频率为 1 kHz。在 20 km 长色散位移光纤中通过 SRS 使 1.66 μm 的信号脉冲被放大了 23 dB 以上,信号脉冲的峰值功率可达 200 mW,足够用于光时域反射(optical time-domain reflection, OTDR)测量。OTDR 技术通常用于光纤网络的监测和维护[87]。

喇曼放大器在 1.3 μm 波长区的应用也引起了相当关注[88~93]。一种方法是在用于喇曼放大的光纤内写入三对光纤光栅[88],通过合理选择这些光栅的布拉格波长,使它们构成三台喇曼激光器的三个腔,工作波长分别是 1.117 μm,1.175 μm 和 1.24 μm,对应于 1.06 μm 泵浦波的一级、二级和三级斯托克斯线。这三台光纤喇曼激光器均采用二极管泵浦的掺钕光纤激光器通过级联 SRS 泵浦,然后再用 1.24 μm 喇曼激光器泵浦喇曼放大器,以放大 1.3 μm 波长区的信号。采用同样的级联 SRS 方式,利用 WDM 耦合器代替光纤光栅,在 1.3 μm 波长区得到了 39 dB 的增益[89]。另一种不同方法是,石英光纤的纤芯用高掺锗,这种光纤在仅 350 mW 泵浦功率下就

可以提供 30 dB 的增益[90],利用两台或更多台半导体激光器即可得到这样高的泵浦功率。两级喇曼放大器结构也已被采用,在这种结构中,将 2 km 长掺锗光纤与 6 km 长色散位移光纤(dispersion-shifted fiber, DSF)相连,构成环形结构[93]。这种喇曼放大器用 1.24 μm 喇曼激光器作为泵浦源,在 1.3 μm 波长区能提供 22 dB 的增益,噪声指数约为 4 dB。

喇曼放大器能用于拓展工作在 1.55 μm 波长区的 WDM 光通信系统的带宽[94~96]。通常用于此波长区的 EDFA 的带宽在 40 nm 以下,而且为了利用全部 40 nm 带宽,需要采用增益平坦技术。对有 80 个或更多信道的大型 WDM 系统,一般需要能在 70~80 nm 波长范围内提供均匀增益的光放大器。为满足这种需要,将掺铒和喇曼增益相结合构成的混合放大器得到发展。其中一个具体实例是[96],将 EDFA 与利用 4 个泵浦模块(每个模块的入纤功率超过 150 mW)在三个不同波长(1471 nm, 1495 nm 和 1503 nm)同时泵浦的两台喇曼放大器相结合,能在 1.53~1.61 μm 范围内提供近乎均匀的 30 dB 增益。

从大约 2000 年起,分布喇曼放大技术开始用于长途 WDM 系统中光纤损耗的补偿[97~102]。在这种应用中,通过双向泵浦相对长跨距(80~100 km)的传输光纤来提供分布喇曼增益,而不是使用掺铒光纤放大器。2000 年,利用分布喇曼放大技术将信道间隔为 25 GHz 且单信道比特率为 10 Gbps的 100 个 WDM 信道传输了 320 km,其中用 4 台半导体激光器后向泵浦每段 80 km 长的光纤,将所有信道同时进行放大[97]。2004 年,利用分布喇曼放大技术,将单信道比特率为 10 Gbps的 128 个 WDM 信道传输了 4000 km[101]。

8.2.4 喇曼串扰

同样是喇曼增益,一方面对光纤放大器和激光器有益,另一方面对波分复用系统有害,其原因是短波长信道可作为长波长信道的泵浦,将一部分脉冲能量转移到相邻信道中,这将导致信道间的喇曼串扰,大大影响了系统的性能[103~113]。

首先考虑一个两信道系统,短波长信道作为泵浦,两信道间的功率转移遵循方程(8.1.2)和方程(8.1.3)。如果假设两个信道的光纤损耗相同($\alpha_s = \alpha_p$),则此方程组可解析求解,对于 1.55 μm 附近的典型信道间隔,这种假设是合理的。长波长信道的放大倍数 G_s 由式(8.2.7)给出,短波长信道的功率降低可由如下泵浦消耗因子给出:

$$D_p = \frac{I_p(L)}{I_p(0)\exp(-\alpha_p L)} = \frac{1+r_0}{1+r_0\, G_A^{1+r_0}} \tag{8.2.9}$$

式中,G_A 和 r_0 分别由式(8.2.4)和式(8.2.8)定义。图 8.10 通过对几个不同 r_0 值绘出的 D_p 随 G_A 变化的关系曲线,给出了泵浦消耗的特性。从这些曲线可得到喇曼感应的功率代价,其定义为,为了保持输出功率与无喇曼串扰时相同,所需泵浦功率的相对增加。功率代价可以写为(以 dB 表示)

$$\Delta_R = 10\log(1/D_p) \tag{8.2.10}$$

1 dB 功率代价对应于 $D_p \approx 0.8$。如果假设在光纤的输入端两信道功率相等($r_0 \approx 1$),$D_p = 0.8$ 对应于 $G_A \approx 1.22$,则对应于 1 dB 功率代价的输入信道功率可由式(8.2.4)得到。如果用 1.55 μm 光通信系统的典型值:$g_R = 7\times10^{-14}$ m/W, $A_{\rm eff} = 50\ \mu{\rm m}^2$, $L_{\rm eff} \approx 20$ km,则 $G_A = 1.22$ 对应于 $P_0 = 7$ mW。对无规偏振的情形,喇曼增益减小一半,则 P_0 增加到 14 mW。功率代价的实验测量值与式(8.2.9)和式(8.2.10)的预期一致。

对多信道 WDM 系统情况更加复杂,居中的信道不仅向长波长信道转移能量,同时也从短

波长信道吸取能量。对于 M 个信道的系统，可通过解与方程(8.1.2)和方程(8.1.3)类似的 M 个耦合方程得到每个信道的输出功率[106]。由于最短波长信道将一部分能量转移到所有位于喇曼增益带宽内的信道中，所以此信道受喇曼感应串扰的影响最大；然而，它对每个信道转移能量的多少不同，这取决于对应相对波长间隔的喇曼增益的大小。一种方法是将图 8.2 的喇曼增益谱近似成三角形[103]，结果表明对一个信道间隔为 10 nm 的 10 信道系统，为了保证功率代价低于 0.5 dB，每个信道的输入功率不能超过 3 mW。在一信道间隔约为 3 nm 的 10 信道系统实验中[104]，当每个信道的输入功率小于 1 mW 时，的确没有观察到因喇曼串扰感应的功率代价。

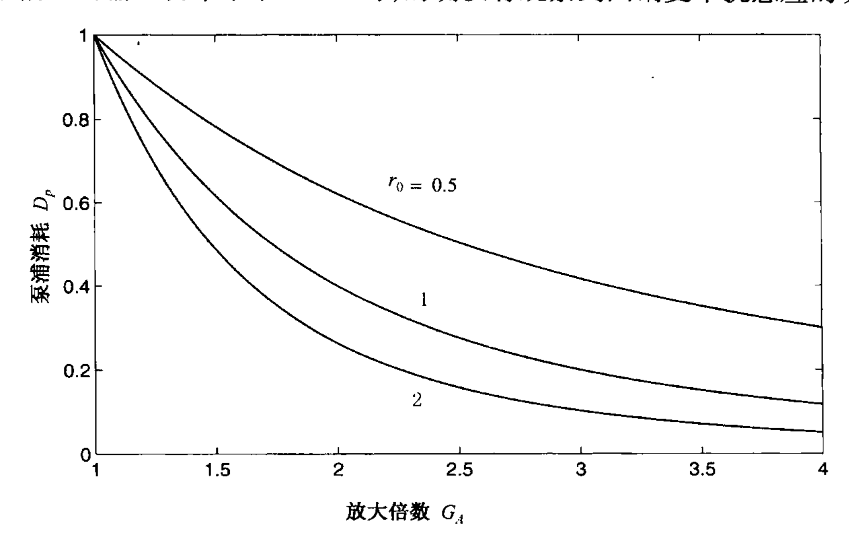


图 8.10　对于三个不同的 r_0 值，D_p 随 G_A 变化的泵浦消耗特性

以上讨论仅给出一种粗略估算喇曼串扰的方法，因为它忽略了这样一个事实，即不同信道的信号是由“0”和“1”比特的不同随机序列组成的。显然，这种码型效应将减小喇曼串扰的大小。以上分析中忽略的 GVD 效应也能减小喇曼串扰，因为群速度失配将导致不同信道的脉冲的传输速度不同[107]。就一个实际的 WDM 系统而言，还需要考虑色散管理的影响，并加上用光放大器隔开的多个光纤段的贡献[113]。

8.3　短泵浦脉冲的 SRS

8.2 节考虑的准连续波范围的 SRS 适用于脉宽 $T_0 > 1$ ns 的泵浦脉冲，因为对这样的脉冲，式(8.1.22)定义的走离长度 L_W 一般大于光纤长度 L。可是对于脉宽小于 100 ps 的超短脉冲，通常 $L_W < L$，这时群速度失配将限制 SRS，即使实际光纤长度 L 远大于 L_W，SRS 也仅在 $z \approx L_W$ 的长度上发生。同时，由于泵浦脉冲峰值功率相当高，SPM 和 XPM 等非线性效应变得非常重要，它们将极大地影响泵浦脉冲和喇曼脉冲的演化[114~136]。这一节将讨论光纤正常 GVD 区 SRS 的实验和理论问题。反常 GVD 的情形将在 8.4 节中讨论，此时孤子效应变得很重要。在这两种情形下，假定脉冲宽度比喇曼响应时间(约为 50 fs)大得多，因此瞬态效应可以忽略。

8.3.1　脉冲传输方程

在 GVD、SPM、XPM、脉冲走离和泵浦消耗都起重要作用的一般情形中，方程(8.1.20)和方程(8.1.21)应通过数值方法求解。在大多数实验中所用的光纤都较短，可忽略光纤损耗；假设

$\Omega=\Omega_R$，令 $\delta_R=0$，同时以和泵浦脉冲一起移动的坐标系作为参考系，则方程具有如下形式：

$$\frac{\partial A_p}{\partial z}+\frac{i\beta_{2p}}{2}\frac{\partial^2 A_p}{\partial T^2}=i\gamma_p[|A_p|^2+(2-f_R)|A_s|^2]A_p-\frac{g_p}{2}|A_s|^2A_p \tag{8.3.1}$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z}-d\frac{\partial A_s}{\partial T}+\frac{i\beta_{2s}}{2}\frac{\partial^2 A_s}{\partial T^2}=i\gamma_s[|A_s|^2+(2-f_R)|A_p|^2]A_s+\frac{g_s}{2}|A_p|^2A_s \tag{8.3.2}$$

式中

$$T=t-z/v_{gp} \qquad d=v_{gp}^{-1}-v_{gs}^{-1} \tag{8.3.3}$$

走离参量 d 表示泵浦脉冲和喇曼脉冲间的群速度失配，典型的 d 值为 2～6 ps/m。泵浦脉冲和喇曼脉冲的 GVD 参量 β_{2j}、非线性参量 γ_j 及喇曼增益系数 g_j($j=p$ 或 s)稍有不同，因为它们载频间的喇曼频移约为 13 THz。泵浦脉冲和喇曼脉冲这些参量间的关系可以用波长比λ_p/λ_s 表示为

$$\beta_{2s}=\frac{\lambda_p}{\lambda_s}\beta_{2p} \qquad \gamma_s=\frac{\lambda_p}{\lambda_s}\gamma_p \qquad g_s=\frac{\lambda_p}{\lambda_s}g_p \tag{8.3.4}$$

引入 4 个长度尺度可以衡量方程(8.3.1)和方程(8.3.2)中各项的相对重要性。对脉宽为 T_0 和峰值功率为 P_0 的泵浦脉冲，这些量定义为

$$L_D=\frac{T_0^2}{|\beta_{2p}|} \quad L_W=\frac{T_0}{|d|} \quad L_{\rm NL}=\frac{1}{\gamma_p P_0} \quad L_G=\frac{1}{g_p P_0} \tag{8.3.5}$$

色散长度 L_D、走离长度 L_W、非线性长度 $L_{\rm NL}$和喇曼增益长度 L_G 分别表示一个长度尺度，超过这些长度，GVD、脉冲走离、非线性(SPM 和 XPM)和喇曼增益效应变得比较重要，故其中最短的那个长度尺度将起主要作用。对 $T_0<10$ ps，典型的 L_W 约为 1 m，而 $P_0>100$ W 时，与 L_W 相比，$L_{\rm NL}$和 L_G 更小或与之相当；相比之下，$T_0=10$ ps 时，L_D 约为 1 km，所以对脉宽约为 10 ps 的短脉冲，GVD 效应一般可以忽略。而对脉宽 T_0 约为 1 ps 或更短的脉冲，情况发生了变化，因为随着脉宽减小，L_D 减小得比 L_W 快，所以这时 GVD 效应对 SRS 有很大影响，特别是在反常色散区。

8.3.2 非色散情形

当忽略了方程(8.3.1)和方程(8.3.2)中的二阶导数项时，此方程组可解析求解[133～136]。如果再忽略 SRS 过程中的泵浦消耗，那么解析解具有较简单的形式。此假设在 SRS 的初始阶段较合理且可以得到物理图像，下面就较详细地讨论这种情形。所得到的解析解包括 XPM 和脉冲走离效应，但对不考虑走离效应的 XPM 效应的研究更早一些[115]。用 $\beta_{2p}=\beta_{2s}=0$ 和 $g_p=0$ 解方程(8.3.1)和方程(8.3.2)，可将两者都包括在内。对于泵浦脉冲，方程(8.3.1)的解为

$$A_p(z,T)=A_p(0,T)\exp[i\gamma_p|A_p(0,T)|^2z] \tag{8.3.6}$$

这里，假设$|A_s|^2 \ll |A_p|^2$ 而忽略了 XPM 项。同样的原因，方程(8.3.2)中的 SPM 项也可忽略，其解为[124]

$$A_s(z,T)=A_s(0,T+zd)\exp\{[g_s/2+i\gamma_s(2-f_R)]\psi(z,T)\} \tag{8.3.7}$$

式中

$$\psi(z,T)=\int_0^z|A_p(0,T+zd-z'd)|^2{\rm d}z' \tag{8.3.8}$$

式(8.3.6)表明，初始振幅为 $A_p(0,T)$的泵浦脉冲在传输过程中形状保持不变，SPM 感应的相移

对泵浦脉冲施加了一个频率啁啾,使其频谱被展宽(见 4.1 节)。相反,喇曼脉冲在光纤中传输时,其形状和频谱都发生了变化。时域中的变化是因为喇曼增益,而频域中的变化则是由于 XPM 所致。由于脉冲走离,这两种变化都取决于交叠因子$\Psi(z,T)$,它把光纤中两脉冲的相对间隔考虑在内。交叠因子$\Psi(z,T)$与脉冲形状有关,对于输入振幅为

$$A_p(0,T)=\sqrt{P_0}\exp(-T^2/2T_0^2) \tag{8.3.9}$$

的高斯形泵浦脉冲,式(8.3.8)的积分可以用误差函数表示,结果为

$$\psi(z,\tau)=[\mathrm{erf}(\tau+\delta)-\mathrm{erf}(\tau)](\sqrt{\pi}P_0z/\delta) \tag{8.3.10}$$

式中,$\tau=T/T_0$,δ 是以走离长度为单位的传输距离,即

$$\delta=zd/T_0=z/L_W \tag{8.3.11}$$

对于双曲正割形的泵浦脉冲,也能得到$\Psi(z,T)$的解析表达式[133]。在这两种情形下,喇曼脉冲通过 SRS 被放大时,最初都被压缩,达到最小宽度后又开始展宽。由于喇曼脉冲通过 XPM 获得了频率啁啾,这种定性行为即使在考虑泵浦消耗时也同样存在[133~135]。

式(8.3.7)描述了一个弱信号脉冲与强泵浦脉冲一起注入光纤时的喇曼放大。从理论上讲,从噪声中建立起喇曼脉冲的情形更应该考虑,一般要用量子力学方法处理,与描述分子气体中 SRS 的方法相似[51]。对于光纤而言,如果假设泵浦脉冲宽度比喇曼响应时间大得多而忽略瞬态效应,则描述方法可大大简化。这时,如果在方程(8.3.1)和方程(8.3.2)右边加上噪声项[常称之为朗之万(Langevin)力],则可以用它们处理这类从噪声中建立起的喇曼脉冲问题。噪声项造成喇曼脉冲振幅、脉宽及能量的起伏,与分子气体中对 SRS 的观察类似[22],如果要量化这些起伏,则必须包括噪声项。

噪声种子注入喇曼脉冲的平均特征(average feature)可用 8.1.2 节的理论描述,即在喇曼增益谱内的所有频率上,每个模式对应一个假想光子,由此得到光纤输入端的有效斯托克斯功率。式(8.1.10)给出了喇曼脉冲的输入峰值功率,但其形状仍不能确定。方程(8.3.1)和方程(8.3.2)的数值解表明,种子脉冲形状的不同,对光纤输出端的平均脉冲(average pulse)的形状和频谱影响不大。一个简单的近似是假设

$$A_s(0,T)=(P_{s0}^{\mathrm{eff}})^{1/2} \tag{8.3.12}$$

式中,P_{s0}^{eff}由式(8.1.10)给出。作为一种替代方法,也可以选用峰值功率为 P_{s0}^{eff}的高斯脉冲作为种子脉冲。

作为解析解(8.3.7)的一个简单应用,考虑宽度为 T_0 且峰值功率为 P_0 的短泵浦脉冲感应的 SRS 的喇曼阈值[119]。光纤输出端($z=L$)喇曼脉冲的峰值功率为

$$P_s(L)=|A_s(L,0)|^2=P_{s0}^{\mathrm{eff}}\exp(\sqrt{\pi}g_sP_0L_W) \tag{8.3.13}$$

上式用到了式(8.3.10),其中 $\tau=0$,$L/L_W\gg 1$。如果按与连续波情形相同的方法定义喇曼阈值,则当 $P_s(L)=P_0$ 时达到阈值。比较式(8.1.12)和式(8.3.13)表明,可用连续波的准则得到有效长度,取为

$$L_{\mathrm{eff}}=\sqrt{\pi}L_W\approx T_{\mathrm{FWHM}}/|d| \tag{8.3.14}$$

特别是,如果由式(8.3.14)得到 L_{eff},则可以用式(8.1.13)得到泵浦脉冲的临界峰值功率。这种变化是预料之中的,因为泵浦脉冲和喇曼脉冲之间的有效互作用长度由走离长度 L_W 决定。当两脉冲充分分开而不再明显交叠时,就停止发生 SRS。式(8.1.13)和式(8.3.14)表明,喇曼阈值与泵浦脉冲宽度有关,即与 T_{FWHM}成反比。对于脉宽约为 10 ps(L_W 约为 1 m)的脉冲,阈值泵浦功率约为 100 W。

式(8.3.7)给出的解析解还可用来获得 SRS 初始阶段的喇曼脉冲形状和频谱[124]。频谱的演化取决于 XPM 感应的频率啁啾,啁啾的变化情况在 7.4 节关于 XPM 感应的非对称频谱展宽中已讨论过(见图 7.3)。只要仍不考虑泵浦消耗,XPM 感应的啁啾的定性特征与图 7.3 所示的就完全一样。然而,必须注意,在正常 GVD 区喇曼脉冲比泵浦脉冲传输得快,结果啁啾主要在喇曼脉冲的后沿附近产生。应该强调的是,当包括泵浦消耗效应时,脉冲的形状和频谱有较大的改变[121]。随着喇曼脉冲能量的增长,它一方面通过 SPM 对自身产生影响,另一方面通过 XPM 影响泵浦脉冲。

8.3.3 GVD 效应

当光纤长度可与色散长度 L_D 相比拟时,必须包括 GVD 效应。GVD 效应不能用解析方法描述,而需要用方程(8.3.1)和方程(8.3.2)的数值解来理解 SRS 的演化。为此,可采用 2.4 节的分步傅里叶法,此方法要求用式(8.1.10)具体给出光纤输入端的喇曼脉冲。

为了数值求解,引入归一化变量,选择走离长度 L_W 作为沿光纤长度方向的长度尺度,定义

$$z' = \frac{z}{L_W} \qquad \tau = \frac{T}{T_0} \qquad U_j = \frac{A_j}{\sqrt{P_0}} \tag{8.3.15}$$

并利用式(8.3.4),则方程(8.3.1)和方程(8.3.2)变为

$$\frac{\partial U_p}{\partial z'} + \frac{iL_W}{2L_D}\frac{\partial^2 U_p}{\partial \tau^2} = \frac{iL_W}{L_{\rm NL}}[|U_p|^2 + (2-f_R)|U_s|^2]U_p - \frac{L_W}{2L_G}|U_s|^2 U_p \tag{8.3.16}$$

$$\frac{\partial U_s}{\partial z'} - \frac{\partial U_s}{\partial \tau} + \frac{irL_W}{2L_D}\frac{\partial^2 U_s}{\partial \tau^2} = \frac{irL_W}{L_{\rm NL}}[|U_s|^2 + (2-f_R)|U_p|^2]U_s + \frac{rL_W}{2L_G}|U_p|^2 U_s \tag{8.3.17}$$

式中,长度 L_D,L_W,$L_{\rm NL}$和 L_G 由式(8.3.5)给出,参量 $r = \lambda_p/\lambda_s$,对 $\lambda_p = 1.06\ \mu\text{m}$,$r$ 约为 0.95。

图 8.11 给出了在 $L_D/L_W = 1000$,$L_W/L_{\rm NL} = 24$,$L_W/L_G = 12$ 的条件下,泵浦脉冲和喇曼脉冲在三个走离长度上的演化情况。输入泵浦脉冲为高斯形,作为种子注入的 $z = 0$ 处的斯托克斯脉冲由式(8.3.12)给出,其初始功率是泵浦功率的 2×10^{-7}倍。利用式(8.3.5)和式(8.3.15)给出的长度尺度,图 8.11 所示的结果对于输入脉宽和泵浦波长在很宽范围内变化时都是适用的。选择$L_W/L_G = 12$,即意味着

$$\sqrt{\pi} g_s P_0 L_W \approx 21 \tag{8.3.18}$$

它所对应的峰值功率比喇曼阈值高 30%。

图 8.11 中的几个特征值得注意。经过一个走离长度后喇曼脉冲开始建立,由泵浦脉冲向喇曼脉冲的能量转移到 $z = 3L_W$ 时基本完成,然后由于群速度失配,这两个脉冲在物理意义上已经分开。由于在正常 GVD 区喇曼脉冲比泵浦脉冲传输得快,所以用于产生 SRS 的能量来自泵浦脉冲的前沿,在 $z = 2L_W$ 处清楚可见。由于泵浦消耗,能量转移导致泵浦脉冲在此处出现双峰结构,泵浦脉冲前沿附近的凹陷恰好对应喇曼脉冲的位置。继续传输,喇曼脉冲通过泵浦脉冲的前沿,泵浦脉冲前沿附近的小峰随之消失。在 $z = 3L_W$ 处,泵浦脉冲形状是不对称的,并且看起来比输入脉冲更窄,因为它仅剩下输入脉冲的后沿部分。喇曼脉冲也比输入脉冲窄,并且是不对称的,有很陡的前沿。

由于 SPM、XPM、群速度失配和泵浦消耗的联合作用,使泵浦脉冲和喇曼脉冲的频谱出现许多有趣的特征。图 8.12 给出了在 $z = 2L_W$(上行)和 $z = 3L_W$(下行)处泵浦脉冲和喇曼脉冲的频

谱,这些频谱的不对称特性是由 XPM 感应的频率啁啾造成的。泵浦脉冲频谱的高频端出现一振荡结构,这是 SPM 的特征(见 4.1 节)。当不存在 SRS 时,频谱是对称的,而且在低频端出现同样的振荡结构。由于低频分量产生于泵浦脉冲的前沿附近,泵浦脉冲前沿被消耗,所以主要是泵浦脉冲低频分量的能量被转移了,从图 8.12 的泵浦脉冲频谱中可清楚地看出这一点;喇曼脉冲频谱低频端很长的拖尾也部分基于同样的原因。在 $z=2L_W$ 处,喇曼脉冲的频谱几乎没有什么特色,但在 $z=3L_W$ 处,产生明显的内在结构,这是由于 XPM 和泵浦消耗的联合作用,使感应的频率啁啾的大小和符号沿喇曼脉冲迅速变化,因而导致了复杂的频谱形状[121]。

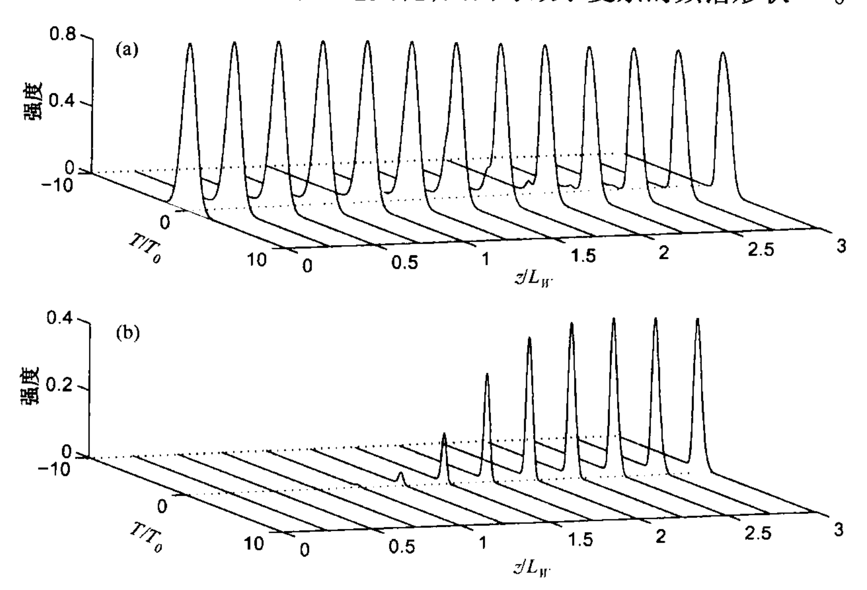


图 8.11 当 $L_D/L_W=1000$, $L_W/L_{NL}=24$, $L_W/L_G=12$ 时,泵浦脉冲(a)和喇曼脉冲(b)在三个走离长度上的演化

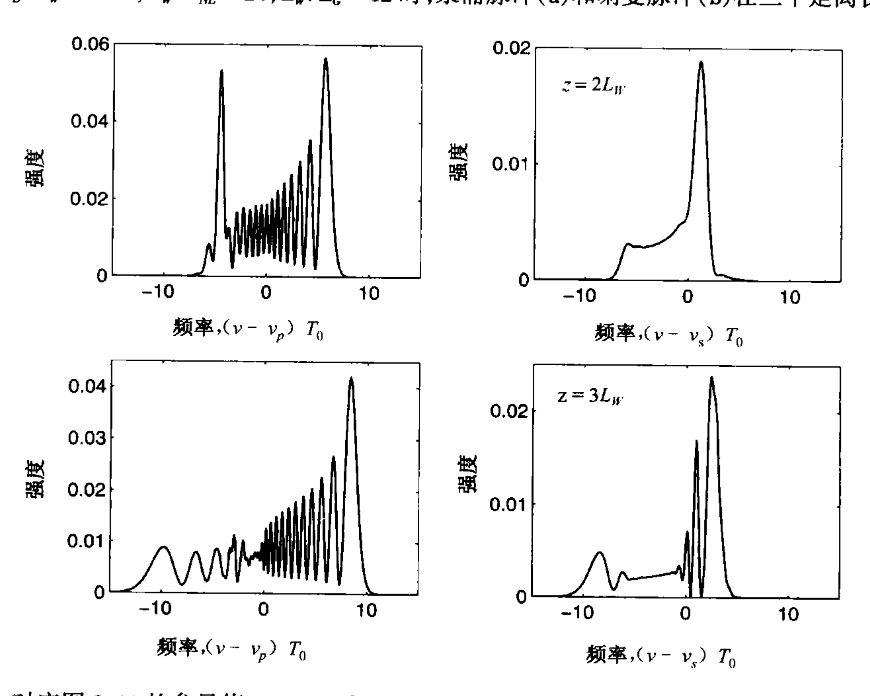


图 8.12 对应图 8.11 的参量值,$z=2L_W$ 和 $z=3L_W$ 处的喇曼脉冲(右列)和泵浦脉冲(左列)的频谱

图 8.11 和图 8.12 所示的时域和频域特征,通过方程(8.3.16)和方程(8.3.17)中的长度尺度 L_G 和 L_{NL},与输入脉冲的峰值功率有关。当峰值功率增加时,L_G 和 L_{NL} 以相同的倍数减小。数值结果表明,由于更大的喇曼增益,喇曼脉冲增长的速度及具有的能量都比图 8.11 所示的大。更重要的是,由于 L_{NL} 的减小,SPM 和 XPM 对频率啁啾的贡献都增大,所以脉冲频谱比图 8.12 中所示的更宽。一个有趣的特征是喇曼脉冲频谱比泵浦脉冲频谱宽,这是因为 XPM 对喇曼脉冲的影响比对泵浦脉冲的大。早在 1976 年就预言,XPM 将增强喇曼脉冲的频率啁啾[114]。一个包括 XPM 但忽略群速度失配和泵浦消耗的理论研究表明[115],喇曼脉冲的频谱宽度是泵浦脉冲的两倍。包括所有这些效应的数值结果表明,喇曼脉冲的频谱宽度增大到泵浦脉冲的 3 倍,与下面讨论的实验观察结果一致。频率啁啾的直接测量结果也表明[130],喇曼脉冲的啁啾比泵浦脉冲的强。

8.3.4 实验结果

在可见光和近红外区的很多实验中,对超快 SRS 的频域和时域特征进行了研究。一个实验[116]用 1.06 μm 波长的锁模 Nd:YAG 激光器输出的 60 ps 脉冲,通过一段 10 m 长的光纤,当泵浦功率超过喇曼阈值(约为 1 kW)时,产生了喇曼脉冲。正如图 8.11 的结果所预期的,泵浦和喇曼脉冲都比输入脉冲窄,喇曼脉冲频谱(谱宽约为 2 THz)比泵浦脉冲频谱宽得多。另一个实验[123]定量地给出了 XPM 增强的喇曼脉冲频谱展宽。实验用 532 nm 的 25 ps 脉冲,通过一段 10 m 长光纤,图 8.13 给出了在 4 个泵浦脉冲能量值下观测到的频谱,其中位于 544.5 nm 处的喇曼频带的宽度大约为泵浦脉冲谱宽的 3 倍,这正是理论所预期的,是由 XPM 感应的频率啁啾导致的结果[115]。

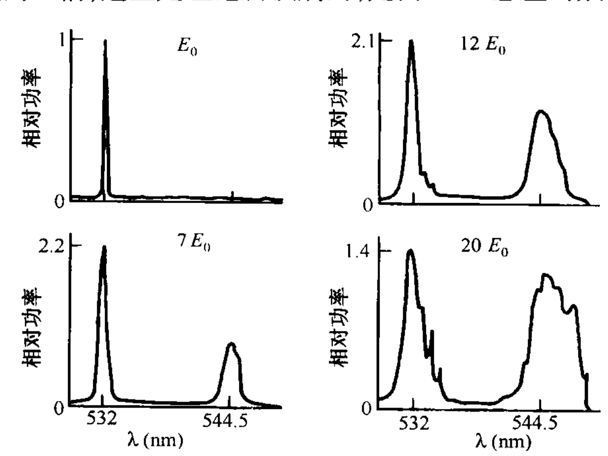


图 8.13 532 nm 的 25 ps 泵浦脉冲通过一段 10 m 长光纤实验测得的频谱,4 个频谱对应相对 E_0 归一化了的不同输入脉冲能量[123]

受频谱仪分辨率的限制,图 8.13 中未能分辨出频谱的精细结构。另一个实验[122]分辨出了泵浦脉冲频谱的细节,实验用 1.06 μm 的 140 ps 输入脉冲通过一段 150 m 长的光纤,图 8.14 给出了在几个输入峰值功率下观测到的泵浦脉冲频谱。此实验中,喇曼阈值约为 100 W。当 $P_0 < 100$ W 时,频谱中出现 SPM 所具有的典型多峰结构(见 4.1 节);可是当 $P_0 > 100$ W 时,泵浦脉冲频谱被展宽,并变得高度不对称。实际上,图 8.14 中峰值功率超过喇曼阈值时的两个频谱的特征与图 8.12 中频谱(左列)的特征在性质上基本相同。频谱的不对称是由 XPM 和泵浦消耗的联合效应造成的。

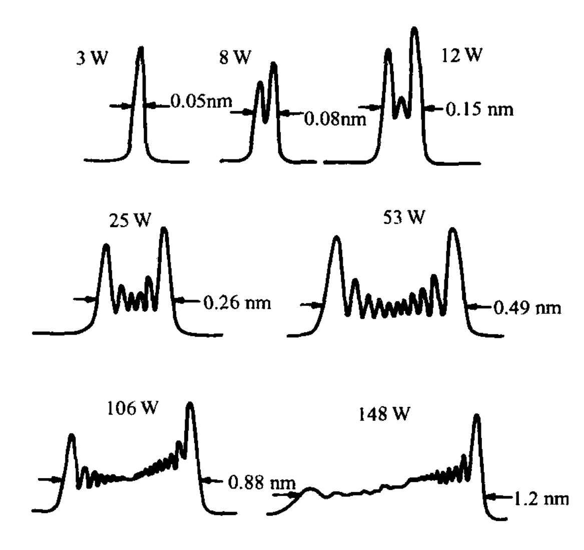


图 8.14　140 ps 的泵浦脉冲以不同的输入峰值功率通过一段 150 m 长光纤后实验测得的泵浦脉冲频谱，喇曼阈值约为 100 W[122]

另一个可导致泵浦脉冲频谱出现新的定性特征的现象是 XPM 感应的调制不稳定性。在 7.2 节中已经讨论了两个不同波长的脉冲从光纤输入端入射的情形，但即使第二个脉冲是通过 SRS 从内部产生的，也能发生相同的现象。与在反常色散区发生调制不稳定性的情形类似(见 5.1 节)，XPM 感应的调制不稳定性是通过脉冲频谱中边带的出现表现出来的。

图 8.15 是一个观察到的泵浦脉冲和喇曼脉冲的频谱[131]，实验用 532 nm 的 25 ps 脉冲通过一段 3 m 长光纤，光纤的芯径仅为 3 μm，以排除多模四波混频的可能性(见第 10 章)。泵浦脉冲频谱的中央峰含有大量的内在结构(见图 8.14)，但在此实验中未能分辨出来。两边带为 XPM 感应的调制不稳定性提供了有力证据，边带的位置随光纤长度和泵浦脉冲的峰值功率变化。正如 7.2 节的理论所预期的，斯托克斯频谱中也出现边带结构，尽管由于 XPM 感应的频谱展宽使其几乎分辨不清。

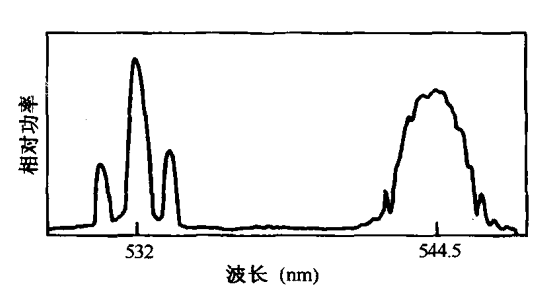


图 8.15　由 XPM 感应的调制不稳定性产生的泵浦和喇曼脉冲频谱中的边带[131]

超快 SRS 的时域测量结果表现出与图 8.11 类似的特征[117~120]。一个实验[118]将 615 nm 波长的染料激光器产生的 5 ps 脉冲通过一段长 12 m 的光纤，光纤芯径为 3.3 μm。图 8.16 为光纤输出端泵浦和喇曼脉冲的互相关迹。喇曼脉冲约比泵浦脉冲提前 55 ps 到达，这与 620 nm 处群速度的失配值一致。更重要的是，喇曼脉冲是不对称的，具有很陡的前沿和很长的后沿，这些特征都与图 8.11 所示的基本相同。另外一些实验直接用条纹相机[122]或高速光电探测器[129]记录脉冲波形，也得到了类似结果。

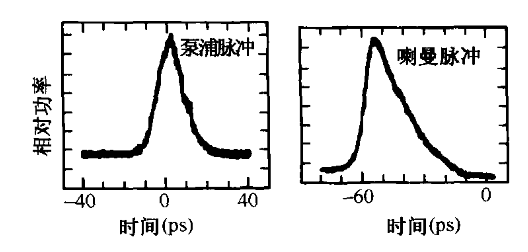


图 8.16 12 m 长光纤输出端泵浦和喇曼脉冲的互相关迹,强度单位是任意的[118]

在一个研究脉冲走离对 SRS 影响的实验中[119],波长为 532 nm 且宽为 35 ps 的泵浦脉冲的峰值功率在 140 ~ 210 W 范围内可变,光纤长度在 20 ~ 100 m 范围内变化。用高速 CdTe 光电探测器和取样示波器测量泵浦脉冲和喇曼脉冲的时域特性,结果表明,在最初 3 ~ 4 个走离长度内产生喇曼脉冲。对 20% 的能量转换,进入光纤约两个走离长度后出现喇曼峰,并且泵浦脉冲峰值功率越高,喇曼峰越接近光纤输入端出现,这些结论与图 8.11 所示的数值结果一致。

迄今为止,只考虑了一级 SRS。当泵浦脉冲的输入峰值功率远大于喇曼阈值时,喇曼脉冲变得很强,可作为泵浦脉冲产生二级斯托克斯波。这种级联 SRS 已在一个用波长为 615 nm,脉宽为 5 ps 且峰值功率为 1.5 kW 的激光脉冲作为泵浦脉冲的实验中观察到[118]。在近红外区,可以用1.06 μm 的泵浦脉冲产生多级斯托克斯波。用纤芯内掺有 P_2O_5 的石英光纤可以大大提高 SRS 过程的效率,因为 P_2O_5 玻璃具有相对大的喇曼增益系数[137~139]。

从实际的角度讲,超快 SRS 限制了光纤-光栅压缩器的性能[140],为保证最佳的性能,输入脉冲的峰值功率必须保持在喇曼阈值以下。这时由于泵浦脉冲和喇曼脉冲之间的 XPM 互作用,使频率啁啾的线性特征发生畸变,SRS 不仅作为一种损耗机制,而且还限制了脉冲压缩的质量[141]。可是,即使存在 SRS,也可以用频谱滤波技术来改善压缩脉冲的质量[129]。这种方法通过用一个不对称的谱窗选择一部分脉冲频谱,使被滤过的脉冲在整个宽度上具有近似线性的啁啾,这样即使在很强的 SRS 区也能获得高质量的压缩脉冲,但这是以显著的能量损耗为代价的[133]。

8.3.5 同步泵浦光纤喇曼激光器

上一节中重点考虑了单通 SRS。将光纤置于腔内(见图 8.6),一个单通 SRS 结构可转变成光纤喇曼激光器。对于连续或准连续运转的情形(T_0 约为 1 ns),这种激光器已在 8.2.2 节中进行了讨论。这一节将讨论能产生脉宽小于 100 ps 的光脉冲的同步泵浦光纤喇曼激光器。在通常采用的方案中,泵浦脉冲宽度一般为 100 ps,由工作在 1.06 μm 的锁模 Nd:YAG 激光器产生。

图 8.17 对比了单通(实线)和多通(虚线)运转情况下光纤输出端的时域和频域特征,后者对应光纤喇曼激光器[126]。此实验中,光纤长 150 m,泵浦脉冲宽度约为 120 ps。对单通情形,由频谱可看出 SRS 峰位于 1.12 μm 附近,对应的喇曼脉冲比泵浦脉冲提前 300 ps,这与走离效应的预期值一致。对于光纤喇曼激光器的谐振运转情形,当在 1.06 μm 处同步泵浦激光器时,频谱主峰位于 1.093 μm。光纤腔长改变 10 cm 时,利用时间-色散调谐技术使频谱主峰波长可在 50 nm 范围内调节[见式(8.2.3)]。图 8.17 中的第二个谱峰对应于非谐振的二级斯托克斯线,时域中的三峰结构是泵浦脉冲和对应于两个喇曼频谱峰的两个喇曼脉冲叠加的结果。一级斯托克斯喇曼脉冲是主要的,因为它具有谐振特性。

由光纤喇曼激光器产生的脉冲宽度与泵浦脉宽(约为 100 ps)大致相同,可是由于 SPM 和

XPM 效应，输出脉冲带有啁啾。如果沿脉冲的大部分啁啾是线性的，那么可以用光纤-光栅压缩器将其压缩(见本书应用篇第 6 章)。一个重要的进展[61]是将光纤-光栅压缩器置于光纤喇曼激光器腔内，由此获得了 0.8 ps 的超短脉冲。调节光栅间距使其对环形腔内的一次完整往返提供一个很小的反常 GVD，即光栅对不仅补偿了光纤的正常 GVD，而且对在腔内循环的脉冲提供了一个净的反常 GVD。用此方法已获得了 0.4 ps 的短脉冲[125]。而且，光纤喇曼激光器可在 1.07 ~ 1.12 μm 范围内调谐，在整个调谐范围内脉宽为 0.4 ~ 0.5 ps。这种性能是通过在光纤-光栅压缩器内放入一个光阑，进行频谱滤波实现的。

可调谐喇曼激光器已用于验证前向和后向泵浦结构的喇曼放大器对飞秒光脉冲的放大[125]。在前向泵浦结构中，500 fs 的脉冲首先通过一段 100 m 长的光纤，由于 SPM 和 GVD 的作用，使其展宽至约为 23 ps。然后此展宽脉冲进入光纤喇曼放大器，放大器仅由 1 m 长的光纤构成，用 1.06 μm 的 50 ps 脉冲泵浦。放大的脉冲用光纤-光栅压缩器压缩，压缩脉冲比输入脉冲稍有展宽(约为 0.7 ps)，但是当用 150 kW 的脉冲泵浦时，飞秒脉冲能量被放大了 15 000 倍。实验证明，23 ps 输入脉冲的频率啁啾几乎不受喇曼放大过程的影响。这些特性表明，光纤中的超快 SRS 不仅能产生飞秒脉冲，而且还能提供很高的峰值功率。

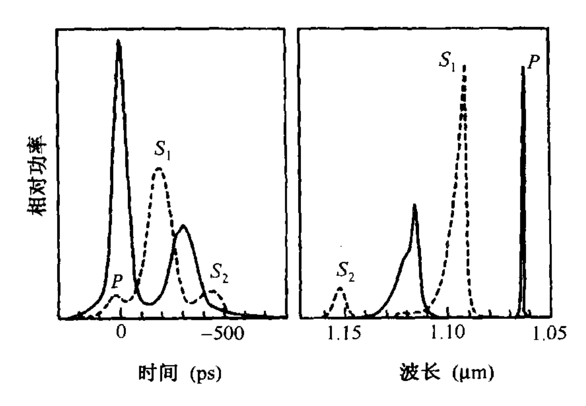


图 8.17　多通(虚线)和单通(实线)工作条件下光纤喇曼放大器的时域和频域输出[126]

8.3.6　短脉冲喇曼放大

这一节将讨论在正常 GVD 区，短脉冲在喇曼放大器中被放大时会发生什么情况。已经证明，这种情形下脉冲将变成抛物线形，其输出脉宽和输入脉冲形状及宽度无关。正如在4.2.6 节中讨论过的，抛物线脉冲在放大后能保持其抛物线形不变，但其脉宽和峰值功率与距离有一个比例关系，而比例系数又取决于放大器增益。从这个意义上讲，抛物线脉冲提供了自相似解的一个实例。抛物线脉冲有望在任何光纤放大器的正常 GVD 区形成，最早是在掺镱光纤放大器中观察到的[142 ~ 145]。

如果对信号脉冲色散为正常的，抛物线脉冲还能在分布喇曼放大器中形成。事实上，到 2003 年，就已经预见并观察到了喇曼放大器中的抛物线脉冲[146 ~ 149]。在 2003 年的一个实验中[147]，用工作在 1455 nm 且能提供 2 W 功率的连续激光器作为喇曼放大器的泵浦源，10 ps 的信号脉冲由锁模光纤激光器得到。泵浦和信号脉冲一同入射到5.3 km 长的光纤中，信号脉冲波长处的 GVD 参量值约为 5 ps^2/km(正常 GVD)，放大脉冲用频率分辨光学门(frequency-resolved optical gating, FROG)法测量。当能量为 0.75 pJ 的脉冲被放大 17 dB 时，由 FROG 迹推测出了脉冲形状和频率啁啾，发现脉冲形状近似为抛物线，而且沿整个脉冲宽度的啁啾几乎是线性的。

通过数值解方程(8.1.15)和方程(8.1.16),可以预测脉冲形状和啁啾曲线。对于连续波泵浦,色散效应可以忽略,但必须包括非线性效应。图 8.18 给出了当输入的双曲正割脉冲被长 5.3 km 的喇曼放大器放大时,向抛物线脉冲演化的过程[147]。输出脉冲可以用抛物线很好地拟合,但用高斯曲线(虚线)或双曲正割曲线(点线)拟合时,偏差就比较大。输出脉冲的啁啾近似线性,预测的脉冲形状和啁啾曲线均与实验符合得很好。实验还证明,最终输出的脉冲特性和输入脉冲参量值无关,完全由喇曼放大器决定。当放大器的增益改变时,脉冲宽度和啁啾均发生变化,但其形状仍保持为抛物线形,同时沿脉冲的频率啁啾保持为近似线性。

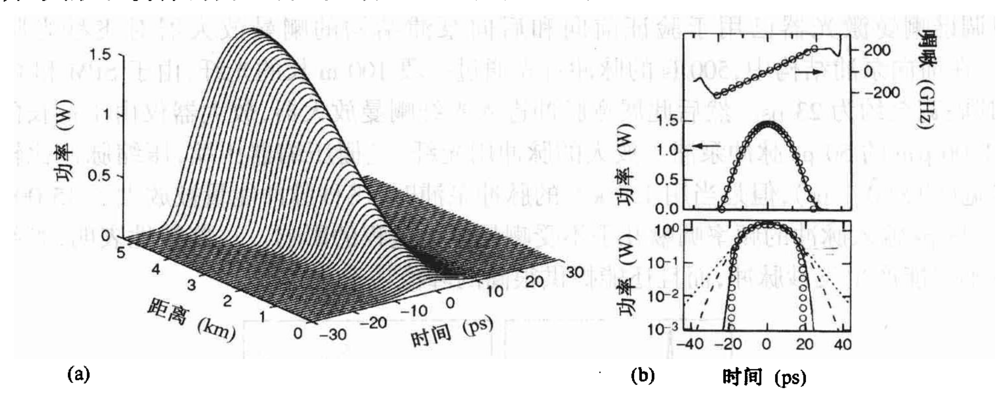


图 8.18 (a) 双曲正割输入脉冲在喇曼放大器的 5.3 km 长度上向抛物线脉冲演化;(b) 输出脉冲的强度和啁啾曲线(实线)及分别用抛物线和线性拟合的结果(圆圈),下图是采用对数标度,用高斯曲线(虚线)和双曲正割曲线(点线)拟合的结果[147]

8.4 孤子效应

当泵浦脉冲和喇曼脉冲的波长位于光纤的反常 GVD 区时,孤子效应将变得比较重要(见 5.2.1 节)。SRS 中的孤子效应在理论和实验两方面已经引起人们的极大关注[150~166]。当喇曼脉冲以孤子形式传输时,通常称其为喇曼孤子[165]。这种喇曼孤子必须与在分子气体中的瞬态 SRS 过程形成的亮暗孤子对区分开,因为后者需要考虑参与瞬态 SRS 过程的振动模式的动力学行为[167~169]。相反,这里讨论的喇曼孤子是在稳态 SRS 过程中发生的。

8.4.1 喇曼孤子

如果条件适当,那么在光纤的反常色散区,几乎所有的泵浦脉冲能量都可以转移给喇曼脉冲,它以基阶孤子在光纤内无畸变传输。数值结果表明[150],如果以高阶孤子形式传输的泵浦脉冲在其达到最小宽度的距离上形成喇曼脉冲,那么上述情况是可以实现的;相反,如果能量转移给喇曼脉冲的过程被延迟,发生在泵浦脉冲已经分裂成基阶孤子的距离上(见图 5.6 中 $N=3$ 的情形),喇曼脉冲则不能形成基阶孤子,其能量很快被色散掉。

只要简单地改变方程(8.3.16)和方程(8.3.17)中二阶导数项的符号,即可用此方程组研究反常 GVD 区的超快 SRS。图 8.19 给出了泵浦和喇曼脉冲的演化过程,其中除了 $L_W/L_D=2$ 外,其余条件与图 8.11 的条件完全相同。泵浦脉冲以高阶孤子形式沿光纤传输并得到压缩,同时还放大了喇曼种子光。由于在反常 GVD 情形下,泵浦脉冲向喇曼脉冲的能量转移发生在 $z\approx L_W$ 附近,因此如果泵浦脉冲极其接近这一距离,那么其大部分能量将转移给喇曼脉冲,后者将形成宽度仅为输入泵浦脉冲一小部分的孤子。

为形成喇曼孤子，L_W 应与色散长度 L_D 相当。在石英光纤中，只有对脉宽大约为 100 fs 的脉冲，L_W 才能与 L_D 相当。而对这样的超短泵浦脉冲，泵浦和喇曼脉冲之间的区分已很模糊，因为它们的频谱严重交叠。这可以由图 8.2 中喇曼增益峰对应的频谱间隔约为 13 THz，而 100 fs 脉冲的谱宽约为 10 THz 看出。方程(8.3.16)和方程(8.3.17)不能真实地描述采用飞秒泵浦脉冲的超快 SRS，特别是对反常 GVD 情形，因为这时输入脉冲在其初始传输阶段会大大窄化。

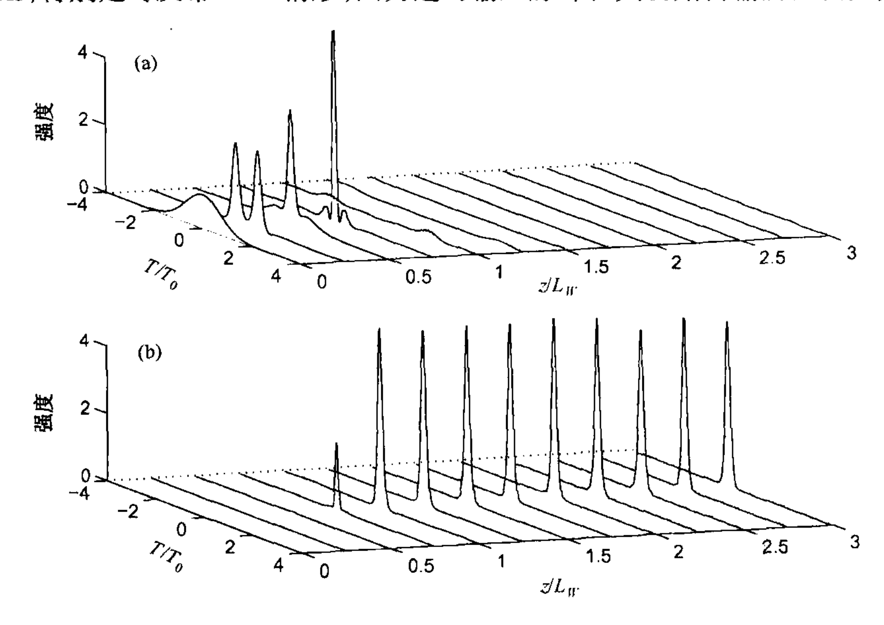


图 8.19　当泵浦脉冲和喇曼脉冲均在光纤反常色散区传输时，两者在三个走离长度上的演化

一个替代方法就是利用 2.3 节中的广义非线性薛定谔方程(2.3.43)，它通过正比于参量 T_R 的最后一项将喇曼增益效应包括在内。正如那里所讨论的，在图 8.2 的起点附近，T_R 与喇曼增益的斜率有关，此喇曼增益项对光纤内飞秒脉冲演化的影响已在 5.5.4 节中讨论过。图 5.21 给出了泵浦脉冲峰值功率对应于二阶孤子($N=2$)时的脉冲形状和频谱，可见在一个孤子周期内，输入脉冲分裂成两个脉冲。

同样的行为也可用脉冲内喇曼散射解释[151]，这种现象甚至在噪声感应的 SRS 达到阈值前就能发生。其基本思想是，当入射到光纤中的脉冲作为高阶孤子传输时，在初始窄化阶段其宽度变窄、频谱展宽，展宽频谱的红端为喇曼放大提供了种子光，即脉冲的蓝分量通过自感应的 SRS 泵浦红分量，这可在图 5.21 中清楚地看到。由于喇曼感应的频移[153]，频谱的主峰连续地向红端位移。在时域中，红移分量的能量以喇曼脉冲的形式出现，由于在光纤反常 GVD 区红移分量传输较慢，因此喇曼脉冲滞后于输入脉冲。当脉宽为 100 fs 或更小时，方程(2.3.43)的使用就会出现问题，因为它没有考虑喇曼增益谱的形状(见图 8.2)，对于这样的超短脉冲，需用方程(2.3.36)，该方程将在第 12 章中有关超连续谱产生的部分用到。

只要孤子阶数 N 足够大，使输入脉冲频谱展宽(通过 SPM)至大约 1 THz，即使对皮秒输入脉冲也能产生脉冲内喇曼散射现象。确实，在首次验证这种现象的实验中[151]，将 1.54 μm 的 30 ps 输入脉冲经一段 250 m 长光纤传输，当输入脉冲峰值功率 P_0 在 50 ~ 900 W 范围内取 4 个不同值时，观测到的脉冲频谱如图 8.20 所示。当 P_0 为 80 W 时，红端出现一个较长的拖尾，本实验中这一功率值对应于 $N=30$。如果孤子周期为 $z_0=27$ km($T_0\approx17$ ps)，则如此高功率的孤

子在 300 m 处大约能压缩 120 倍,压缩脉冲的谱宽约为 2 THz。图 8.20 还给出了最上面那个频谱的斯托克斯拖尾(由泵浦频率下移 1.6 THz)中的能量自相关迹,它对应于一个脉宽为 200 fs 的无基座喇曼孤子脉冲。

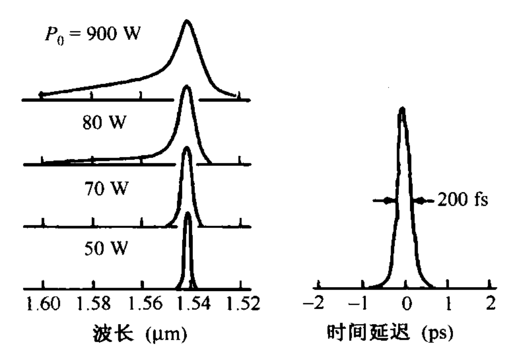


图 8.20 30 ps 的输入脉冲在 250 m 长光纤中传输,输入峰值功率在 50~900 W 范围内 4 个不同值下的脉冲频谱,最上端频谱中斯托克斯拖尾的自相关迹如右图所示[151]

由于脉冲内喇曼散射提供了一种产生喇曼孤子的简便方法,并且其载波波长通过改变光纤长度或输入峰值功率可调,所以已引起人们的极大关注[151~158]。一个实验[155]用输出波长在 1.25~1.35 μm 范围内可调的染料激光器,使 0.83 ps 输入脉冲可在光纤(零色散波长约为1.317 μm)的正常 GVD 或反常 GVD 区传输。图 8.21 给出了峰值功率为 530 W 的 0.83 ps 输入脉冲通过 150 m 长单模光纤后的输出脉冲频谱,其中输入脉冲波长由 1.28 μm 变成 1.317 μm。对于 λ_p = 1.28 μm 的输入脉冲,由于光纤表现为正常 GVD,尽管 SPM 感应的频谱展宽清楚可见,但并没有产生斯托克斯带。对于 λ_p = 1.3 μm 的输入脉冲,虽然输入波长小于零色散波长,但是由于 SPM 感应的频谱展宽,一大部分脉冲能量出现在反常 GVD 区,所以仍形成两个斯托克斯带。对于 λ_p = 1.317 μm 的输入脉冲,由于 SRS 能更有效地向低频转移脉冲能量,因而斯托克斯带更强。

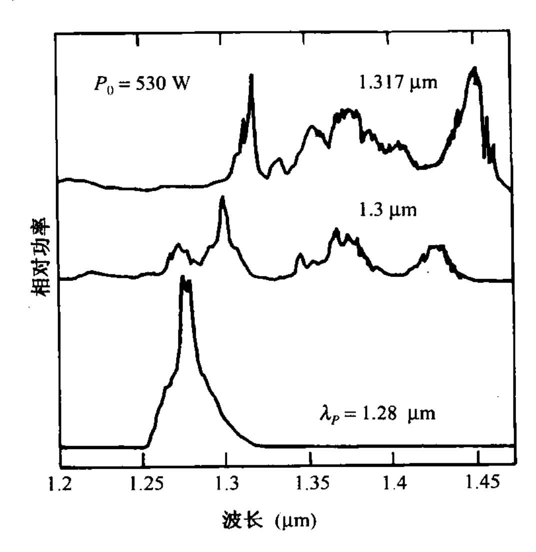


图 8.21 峰值功率 P_0 = 530 W 的 0.83 ps 输入脉冲在 150 m 长光纤输出端的脉冲频谱[155]

对于 λ_p = 1.341 μm 且光纤长度 L = 1 km 的情况,处于反常 GVD 区的 0.83 ps 输入脉冲频谱变化如图 8.22 所示。输出脉冲频谱随输入脉冲峰值功率的增长变化很大。P_0 = 530 W(最上面

的曲线)时除了出现三个斯托克斯带外,还出现一个占输入能量 5% ~ 10% 的反斯托克斯带。在时域中,每个分立的喇曼脉冲和一个斯托克斯带相联系。自相关测量表明[155],这些喇曼脉冲的宽度约为300 fs,脉宽在很大程度上取决于光纤长度。当输入脉冲宽度为 150 ps 时,得到的脉冲最窄,其脉宽约为 55 fs。当输入脉冲峰值功率增大到 5 kW 时,在 20 m 长的光纤中足以产生多级斯托克斯带。1.3 μm 附近的四级斯托克斯带作为泵浦波可产生一个扩展到 1.7 μm 的连续频谱。用两级压缩结构,脉宽可减小到 18 fs,仅包含三个光学周期。1987 年的这个实验已成为喇曼孤子形成和超连续谱产生的早期例证。随着高非线性光纤的出现,脉冲内喇曼色散现象在近几年引起极大关注[170~172],有关内容将在第 12 章中详细介绍。

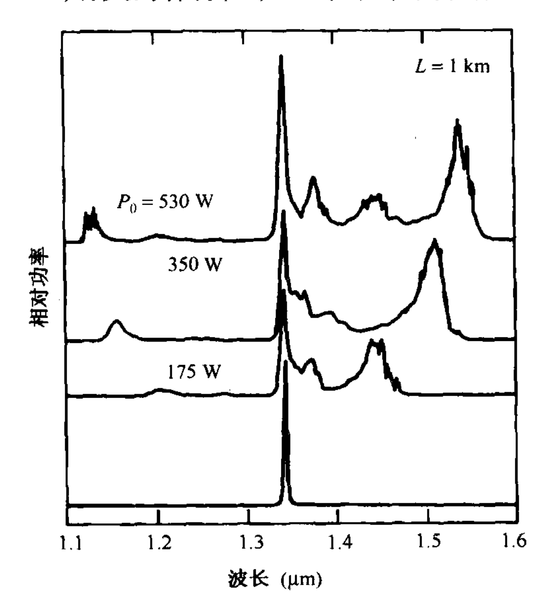


图 8.22 几个不同峰值功率的 0.83 ps 输入脉冲在 1 km 长光纤输出端的脉冲频谱[155]

用工作在 1.32 μm 的锁模 Nd:YAG 激光器产生的 100 ps 脉冲作为泵浦脉冲,也产生了喇曼孤子。一个实验[157]用零色散波长接近 1.3 μm 的普通光纤,在 1.4 μm 附近产生了 100 fs 的喇曼脉冲。另一个实验[156]用同样的激光器和一段零色散波长为 1.46 μm 的色散位移光纤,以 1.407 μm 的一级斯托克斯波作为泵浦波,在光纤反常色散区产生了二级斯托克斯波(1.516 μm),与二级斯托克斯带相联系的喇曼脉冲的宽度为 130 fs。脉冲具有很宽的基座,仅约 30% 的能量以孤子形式存在。

当泵浦波长位于光纤反常 GVD 区时,调制不稳定性对喇曼孤子的形成起重要作用[165]。调制不稳定性的作用可以这样理解,当泵浦脉冲在反常 GVD 区传输时,调制不稳定性产生边带,低频边带(典型间隔约为 1 THz)落在喇曼增益谱的带宽内,可作为喇曼脉冲的种子光。当泵浦功率很高时,喇曼脉冲频谱变得如此之宽(约为 10 THz),即使输入泵浦脉冲的脉宽大于 100 ps,光纤中也能形成宽约为 100 fs 的喇曼孤子。一个实验[164]用 1.319 μm 波长的 Nd:YAG 激光器产生的150 ps 脉冲泵浦 25 m 长的掺 P_2O_5 石英光纤,观察到了 60 fs 的喇曼孤子。为了提高调制频率,选择光纤零色散波长靠近泵浦波长。

在结束本节之前,再来看看方程(8.3.1)和方程(8.3.2)是否有可解释为喇曼孤子的孤立波解。早在 1988 年就发现[161],如果不考虑泵浦消耗,则在一定条件下可形成双曲正割形的类孤子喇曼脉冲;当考虑泵浦消耗时,尚未发现方程(8.3.1)和方程(8.3.2)有与 7.3.3 节中讨论的 XPM 配对孤子相似的类脉冲解。然而,正如在 5.5 节中讨论的,这些方程允许具有较陡前沿的类冲击解[173]。

8.4.2 光纤喇曼孤子激光器

喇曼孤子效应的一个重要应用是发展了一种新型激光器,称之为光纤喇曼孤子激光器[174~183]。这种激光器可产生脉宽约为 100 fs 的孤子形式的脉冲输出,但其波长对应一级斯托克斯波长,而且利用 8.2.2 节中讨论的时间–色散调谐技术,此波长在较大的范围内(约为 10 nm)可调。通常用到的是图 8.23 所示的环形腔结构,二色分光镜对泵浦波长高反射,对斯托克斯波长 λ_s 部分反射,用它将泵浦脉冲耦合进环形腔,同时提供激光输出。

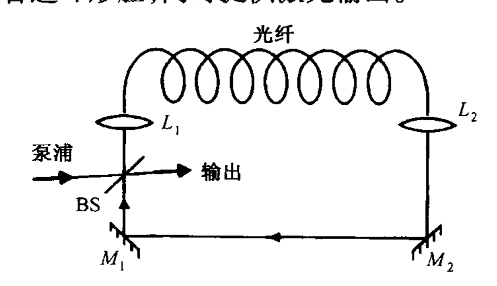


图 8.23 用于光纤喇曼孤子激光器的环形腔结构示意图,BS是二色分光镜,M_1和M_2是100%的反射镜,L_1和L_2是显微物镜

1987 年,在一个论证光纤喇曼孤子激光器的实验中[174],用工作在 1.48 μm 附近的锁模色心激光器产生的 10 ps 脉冲同步泵浦喇曼激光器,环形腔内有一段 500 m 长保偏色散位移单模光纤,其零色散波长 λ_D 约为 1.536 μm。由于泵浦波长和喇曼波长近似相等地位于 λ_D 的对边($\lambda_s \approx 1.58$ μm),使泵浦和喇曼脉冲在相当长的一段光纤中交叠在一起。输出脉冲宽度约为 300 fs,并具有较低但很宽的基座。若试图消除基座,则应改变图 8.23 的环形腔,即将图中的光纤换成两段光纤,两者间的耦合可变,其中用一段 100 m 长的光纤提供喇曼增益,而另一段 500 m 长的光纤用于脉冲整形。由于耦合器使入射到第二段光纤中的泵浦功率降到喇曼阈值以下,所以在这段光纤中不会发生 SRS。当波长间隔对应于 11.4 THz(约为 90 nm)时,可能获得脉宽为 284 fs 的无基座脉冲。可是当波长间隔为 13.2 THz 时(对应于最大喇曼增益),相当一部分脉冲能量以很宽的基座形式出现,这一复杂的行为是由 XPM 效应造成的。

在后来的一些实验中[175~177],用工作在 1.32 μm 的锁模 Nd:YAG 激光器产生的 100 ps 脉冲同步泵浦光纤喇曼孤子激光器。这一波长区很有价值,因为可以用 $\lambda_D \approx 1.3$ μm 的普通光纤,而且泵浦和喇曼脉冲都接近光纤的零色散波长,所以它们能充分长距离地交叠,以提供所要求的喇曼增益(走离长度约为 300 m)。一个实验[175]用一段 1.1 km 长非保偏光纤获得了 160 fs 的短脉冲,但输出脉冲含有较宽的基座,仅有 20% 的能量以喇曼孤子形式出现。另一个实验[176]用 $\lambda_D = 1.46$ μm 的色散位移光纤观测到约 200 fs 的光纤喇曼孤子,其中二级和三级斯托克斯线分别在 1.5 μm 和 1.6 μm 附近。这种级联 SRS 过程还可用于通过 1.06 μm 的泵浦脉冲在 1.5 μm 附近产生喇曼孤子[178],前三级斯托克斯带位于普通光纤的正常色散区($\lambda_D > 1.3$ μm),第四级和第五级斯托克斯带形成一个 1.3 ~ 1.5 μm 的很宽谱带,它大约含有一半的输入能量。在 1.35 μm,1.4 μm,1.45 μm 和 1.5 μm 附近的频谱区中的输出脉冲自相关迹表明,基座中的能量随波长的增加而减小。实际上,1.5 μm 附近的输出脉冲几乎是无基座的。

尽管光纤喇曼孤子激光器可产生在许多应用中非常有用的飞秒孤子,但噪声问题限制了其应用。对一个同步泵浦的光纤喇曼孤子激光器的强度噪声的测量表明,噪声要比散粒噪声大 50 dB 以上[179];脉冲的定时抖动也相当大,在 1.6 W 的泵浦功率下超过 5 ps。若考虑到喇曼感应频

移(见 5.5 节)对这种激光器性能的影响,就可以理解为什么会有这么大的噪声。为了有效地实现同步泵浦,喇曼孤子在激光腔内往返一次的时间必须是泵浦脉冲间隔的整数倍。可是,喇曼感应频移使群速度发生改变,并以不可预见的方式使脉冲变慢,所以实际中很难达到同步。结果,光纤喇曼孤子激光器以与单通光纤喇曼放大器类似的方式产生脉冲,同样受有关噪声问题的困扰。

如果能消除喇曼感应频移,就可以有效地改善光纤喇曼孤子激光器的性能。已证明,通过合理选择泵浦功率和激光波长,可以抑制喇曼感应频移。在 1992 年的一个实验中[180],用 1.32 μm 波长的 Nd:YAG 激光器输出的 200 ps 脉冲同步泵浦光纤喇曼孤子激光器,此激光器在1.37 ~ 1.44 μm 波长范围内可调。在 1.41 ~ 1.44 μm 波长范围内喇曼感应频移被抑制,因为这时图 8.2 中的喇曼增益谱具有正的斜率。噪声测量表明,强度噪声和定时抖动都显著地减小[181]。从物理意义上讲,喇曼增益色散可以用来抵消方程(2.3.43)中最后一项的影响,而正是这一项导致了喇曼感应频移的产生。

很难使孤子激光器工作在 1.3 μm 以下波长,因为大部分光纤在 $\lambda < 1.3$ μm 时表现为正常群速度色散。为解决这一难题,通常采用光栅对,但使用光栅对会导致整个器件体积庞大。如果存在一种合适的光纤,能在喇曼激光器的输出波长处提供反常色散,那么就可以制造出小型的全光纤孤子激光器。最近几年,这种光纤已经可以得到,这就是所谓的微结构光纤或多孔光纤。在 2003 年的一个实验中[182],在全光纤喇曼激光器的腔内用一段 23 m 长的多孔光纤,产生了波长为 1.14 μm 的 2 ps 输出脉冲。该激光器用掺镱光纤激光器输出的 17 ps 脉冲,同步泵浦 15 m 长的掺有 3% 锗的标准石英光纤,以提供喇曼增益。

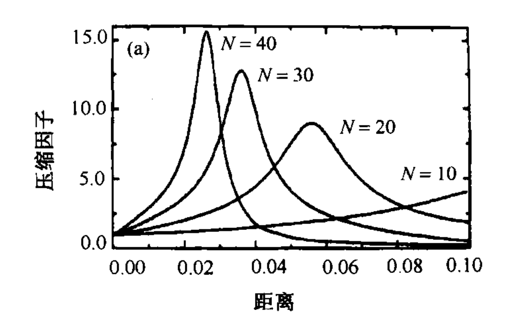
在 1.6 μm 附近的波长区,可以利用色散位移光纤控制腔内色散,同时作为喇曼增益介质。在 2004 年的一个实验中[183],利用这种光纤实现了小型的同步泵浦的光纤喇曼激光器,其输出波长在 1620 ~ 1660 nm 范围内可调。激光器环形腔内 2.1 km 长光纤的零色散波长为 1571 nm,色散斜率约为 0.1 ps^3/km。该激光器还可以用重复频率为 54.5 MHz 且能发射 110 ps 脉冲的增益开关半导体激光器泵浦,增益开关脉冲的平均功率可放大到 200 W。这种光纤喇曼激光器可在全部 40 nm 调谐范围内产生 0.5 ps 的脉冲。

8.4.3　孤子效应脉冲压缩

从某种意义上讲,喇曼放大器或喇曼激光器中光纤喇曼孤子的形成,都利用了高阶孤子脉冲压缩技术(见 5.2 节)。更一般地讲,喇曼放大可以用光纤的反常 GVD 对皮秒光脉冲同时进行放大和压缩。在 1991 年的一个实验中[184],用掺铒光纤放大器将增益开关半导体激光器输出的 5.8 ps 脉冲放大到适合形成基阶孤子的能量水平,然后在 23 km 长色散位移光纤中通过喇曼放大将其压缩到 3.6 ps。同时实现放大和压缩的物理机制可由表示孤子阶数 N 的式(5.2.3)理解。如果一个基阶孤子被绝热地放大,那么只要在该过程中孤子宽度随峰值功率 P_0 的增加以 $P_0^{-1/2}$ 变化,就可以维持 $N = 1$ 的条件。

在许多实际情况中,光纤中的输入信号脉冲在喇曼放大过程中其强度不足以形成孤子,但这样的弱脉冲通过在 SRS 过程中总会产生的 XPM 效应也可能实现脉冲压缩[185]。实际上,泵浦脉冲和信号脉冲是同时注入光纤中的,信号脉冲通过 SRS 吸取泵浦脉冲能量并被放大。同时,它通过 XPM 与泵浦脉冲发生互作用,引入近似线性的频率啁啾,当存在反常 GVD 时,信号脉冲就会被压缩。正如 7.5 节关于 XPM 感应的脉冲压缩中讨论的,这种方案的有效性主要取决于泵浦脉冲和信号脉冲间的相对群速度失配。一个使群速度失配最小而 XPM 感应频率啁啾最大的简单方法是,选择光纤的零色散波长,使其位于泵浦和信号波长的中间。

基于方程(8.3.1)和方程(8.3.2)的数值模拟结果说明,当信号脉冲能量被放大一百万倍时,可以得到 15 倍的压缩因子[185]。图 8.24 给出了当参量 N 取几个不同值时,(a) 压缩因子和(b) 放大倍数随传输距离 $\xi = z/L_D$ 的变化关系,N 与泵浦脉冲峰值功率 P_0 的关系为 $N=(\gamma_p P_0 L_D)^{1/2}$,$L_D$ 由式(8.3.5)定义。假设泵浦脉冲和信号脉冲均为高斯形,并且有相同的脉宽和传输速度。在最佳光纤长度下,脉冲获得最大程度的压缩,与高阶孤子效应压缩器的特征类似(见本书应用篇第 6 章)。这种行为很好理解,因为在最大压缩点,GVD 将 XPM 感应的啁啾几乎减小到零(见 3.2 节)。从图 8.24 看到的主要一点是,弱输入脉冲被放大 50 ~ 60 dB 的同时,也被压缩 10 倍或更多。压缩脉冲的质量也相当好,没有出现基座和振荡结构。当泵浦脉冲和信号脉冲的脉宽或群速度不同时,脉冲压缩的定性特征基本相同,这使此项技术在实际中很有吸引力。在 1996 年的一个实验中,确实观察到了皮秒光脉冲的同时放大和压缩[186]。



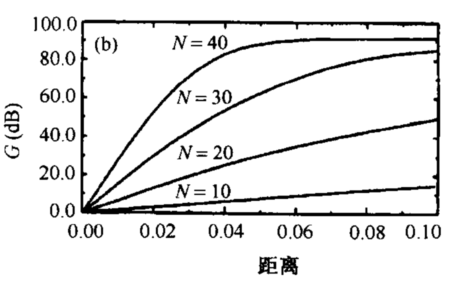


图 8.24 对于高斯形泵浦和信号脉冲,在不同 N 值下得到的压缩因子(左图)和放大倍数(右图)随归一化传输距离变化的关系曲线[185]

8.5 偏振效应

到目前为止,在所用的标量方法中已经暗含了泵浦和信号是同偏振的,并在光纤中保持它们的偏振态不变这一假设。然而,除非在制造喇曼放大器时使用保偏光纤,否则大部分光纤中残余的不断起伏的双折射将以随机方式改变任何光场的偏振态,这就会导致 7.7.1 节中讨论的偏振模色散(polarization-mode dispersion, PMD)。这一节将介绍 SRS 的矢量理论。已经证明,如果 PMD 随时间变化,则放大信号会在一个宽范围内起伏,其平均增益也要比不存在 PMD 时的预期值下降很多[187 ~ 190]。这些特征已经在实验中观察到[191 ~ 193]。

8.5.1 喇曼放大的矢量理论

出发点是式(2.1.10),它给出了光纤材料(石英玻璃)中的感应三阶非线性极化强度与光场 $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)$的关系。对于标量情形,只有分量 $\chi^{(3)}_{xxxx}$ 和非线性响应相关,因此式(2.1.10)简化为式(2.3.32);对于矢量情形,情况要复杂得多。利用式(2.3.31)和 $\boldsymbol{E}(t)=\frac{1}{2}[\boldsymbol{E}(t)\exp(-i\omega_0 t)+\text{c.c.}]$,非线性极化强度的慢变部分可以写为

$$P_i^{\text{NL}}(t)=\frac{\varepsilon_0}{4}\sum_j\sum_k\sum_l \chi^{(3)}_{ijkl}E_j(t)\int_{-\infty}^{t}R(t-t_1)E_k^*(t_1)E_l(t_1)\,\mathrm{d}t_1 \tag{8.5.1}$$

式中,E_j 是慢变场 $\boldsymbol{E}$ 的第 j 个分量。为简化符号,有意将空间坐标 $\boldsymbol{r}$ 省略。

非线性响应函数 $R(t)$的函数形式与式(2.3.38)给出的类似,可写为[5]

$$R(t)=(1-f_R)\delta(t)+f_a h_a(t)+f_b h_b(t) \tag{8.5.2}$$

式中，假设 t_e 近似为零。$f_R \equiv f_a + f_b$ 是石英原子核通过喇曼响应函数 $h_a(t)$和 $h_b(t)$附加的小数贡献，对 $h_a(t)$和 $h_b(t)$做了归一化处理，于是$\int_0^\infty h_j(t)\mathrm{d}t = 1(j = a, b)$。从物理意义上讲，$h_a$ 和 h_b 表示相对强度分别为f_a 和f_b 的原子核响应的各向同性和各向异性部分。

$\chi^{(3)}$的张量特性在式(8.5.1)中起重要作用。对于石英光纤，三阶极化率的形式由式(6.1.2)给出，将它代入式(8.5.1)并利用式(8.5.2)，乘积 $\chi_{ijkl}^{(3)}R(t)$可以写为[5]

$$\chi_{ijkl}^{(3)}R(t) = \chi_{xxxx}^{(3)}\Big[\frac{1-f_R}{3}(\delta_{ij}\delta_{kl} + \delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk}) + f_a h_a(t)\delta_{ij}\delta_{kl} + \tfrac{1}{2}f_b h_b(t)(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk})\Big] \tag{8.5.3}$$

式中，$\chi_{ijkl}^{(3)}$的三个分量[见式(6.1.2)]的大小相等。

对于 SRS 情形，应分别考虑泵浦波和斯托克斯波。按照 7.6.1 节的处理方法，将总电场 $\boldsymbol{E}$ 和感应极化强度 $\boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}$写成下面的形式：

$$\boldsymbol{E}(t) = \mathrm{Re}[\boldsymbol{E}_p\exp(-i\omega_p t) + \boldsymbol{E}_s\exp(-i\omega_s t)] \tag{8.5.4}$$

$$\boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}(t) = \mathrm{Re}[\boldsymbol{P}_p\exp(-i\omega_p t) + \boldsymbol{P}_s\exp(-i\omega_s t)] \tag{8.5.5}$$

将式(8.5.4)代入式(8.5.1)中，可得到 $\boldsymbol{P}_p$ 和 $\boldsymbol{P}_s$ 与泵浦场和斯托克斯场的关系，结果为

$$\boldsymbol{P}_j = \frac{3\varepsilon_0}{4}\chi_{xxxx}^{(3)}\Big[c_0(\boldsymbol{E}_j\cdot\boldsymbol{E}_j)\boldsymbol{E}_j^* + c_1(\boldsymbol{E}_j^*\cdot\boldsymbol{E}_j)\boldsymbol{E}_j + c_2(\boldsymbol{E}_m^*\cdot\boldsymbol{E}_m)\boldsymbol{E}_j + c_3(\boldsymbol{E}_m\cdot\boldsymbol{E}_j)\boldsymbol{E}_m^* + c_4(\boldsymbol{E}_m^*\cdot\boldsymbol{E}_j)\boldsymbol{E}_m\Big] \tag{8.5.6}$$

式中，$j \neq m$，$c_0 = \frac{1}{3}(1-f_R) + \frac{1}{2}f_b$。其余系数定义为

$$c_1 = \tfrac{2}{3}(1-f_R) + f_a + \tfrac{1}{2}f_b \qquad c_2 = \tfrac{2}{3}(1-f_R) + f_a + \tfrac{1}{2}f_b\tilde{h}_b(\Omega) \tag{8.5.7}$$

$$c_3 = \tfrac{2}{3}(1-f_R) + \tfrac{1}{2}f_b + f_a\tilde{h}_a(\Omega) \qquad c_4 = \tfrac{2}{3}(1-f_R) + \tfrac{1}{2}f_b + \tfrac{1}{2}f_b\tilde{h}_b(\Omega) \tag{8.5.8}$$

式中，$\Omega = \omega_j - \omega_k$。在推导式(8.5.6)时，利用了关系 $\tilde{h}_a(0) = \tilde{h}_b(0) = 1$。

按照 7.6.1 节的方法，引入琼斯矢量$|A_p\rangle$和$|A_s\rangle$。为简化分析，假设泵浦波和斯托克斯波都是连续或准连续波，可忽略色散效应，由此得到下面两个耦合矢量方程[189]：

$$\frac{\mathrm{d}|A_p\rangle}{\mathrm{d}z} + \frac{\alpha_p}{2}|A_p\rangle + \frac{i}{2}\omega_p\boldsymbol{b}_l\cdot\boldsymbol{\sigma}|A_p\rangle = i\gamma_p\Big(c_1\langle A_p|A_p\rangle + c_0|A_p^*\rangle\langle A_p^*| + c_2\langle A_s|A_s\rangle + c_3|A_s\rangle\langle A_s| + c_4|A_s^*\rangle\langle A_s^*|\Big)|A_p\rangle \tag{8.5.9}$$

$$\frac{\mathrm{d}|A_s\rangle}{\mathrm{d}z} + \frac{\alpha_s}{2}|A_s\rangle + \frac{i}{2}\omega_s\boldsymbol{b}_l\cdot\boldsymbol{\sigma}|A_s\rangle = i\gamma_s\Big(c_1\langle A_s|A_s\rangle + c_0|A_s^*\rangle\langle A_s^*| + c_2\langle A_p|A_p\rangle + c_3|A_p\rangle\langle A_p| + c_4|A_p^*\rangle\langle A_p^*|\Big)|A_s\rangle \tag{8.5.10}$$

式中，线性双折射效应通过双折射矢量 $\boldsymbol{b}_l$ 包括在内。

系数 c_2，c_3 和 c_4 含有式(8.5.2)中出现的两喇曼响应函数 $h_a(t)$和 $h_b(t)$的傅里叶变换，即 $\tilde{h}_a(\Omega)$和 $\tilde{h}_b(\Omega)$，其虚部可以用来定义相应的喇曼增益。对于斯托克斯场，g_a 和 g_b 为[5]

$$g_j = \gamma_s f_j \mathrm{Im}[\tilde{h}_j(\Omega)] \qquad (j = a, b) \tag{8.5.11}$$

式中，$\Omega = \omega_p - \omega_s$ 为喇曼频移，对石英光纤来说，g_b/g_a 远小于 1。对于泵浦波方程(8.5.9)，要

用 $-\Omega$ 代替 Ω,这一符号改变使式(8.5.11)中的 g_j 为负。这正是所希望的结果,因为斯托克斯波的增益导致泵浦波的功率损耗。$\tilde{h}_a(\Omega)$和 $\tilde{h}_b(\Omega)$的实部导致折射率的微小变化,并且这种变化是不可避免的,且由克拉默斯-克勒尼希(Kramers-Kronig)关系支配。引入两个无量纲的参量 δ_a 和 δ_b 是有帮助的,它们定义为

$$\delta_j = (f_j/c_1)\mathrm{Re}[\tilde{h}_j(\Omega) - 1] \quad (j = a, b) \tag{8.5.12}$$

用琼斯矩阵形式写成的方程(8.5.9)和方程(8.5.10)看起来相当复杂,如果用泡利自旋向量 $\boldsymbol{\sigma}$ 在斯托克斯空间内重新写这两个方程,就可以大大简化。对于泵浦波和斯托克斯波,引入下面的斯托克斯矢量:

$$\boldsymbol{P} = \langle A_p|\boldsymbol{\sigma}|A_p\rangle \qquad \boldsymbol{S} = \langle A_s|\boldsymbol{\sigma}|A_s\rangle \tag{8.5.13}$$

利用式(7.6.12)至式(7.6.14)中的恒等式,可以得到下面两个描述邦加球上 $\boldsymbol{P}$ 和 $\boldsymbol{S}$ 的动力学行为的矢量方程:

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{P}}{\mathrm{d}z} + \alpha_p\boldsymbol{P} = -\frac{\omega_p}{2\omega_s}[(g_a + 3g_b)P_s\boldsymbol{P} + (g_a + g_b)P_p\boldsymbol{S} - 2g_bP_p\boldsymbol{S}_3] + (\omega_p\boldsymbol{b}_l + \boldsymbol{W}_p) \times \boldsymbol{P} \tag{8.5.14}$$

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{S}}{\mathrm{d}z} + \alpha_s\boldsymbol{S} = \frac{1}{2}[(g_a + 3g_b)P_p\boldsymbol{S} + (g_a + g_b)P_s\boldsymbol{P} - 2g_bP_s\boldsymbol{P}_3] + (\omega_s\boldsymbol{b}_l + \boldsymbol{W}_s) \times \boldsymbol{S} \tag{8.5.15}$$

式中,$P_p = |\boldsymbol{P}|$为泵浦功率,$P_s = |\boldsymbol{S}|$为斯托克斯功率,且有

$$\boldsymbol{W}_p = \frac{2\gamma_p}{3}[\boldsymbol{P}_3 + 2(1 + \delta_b)\boldsymbol{S}_3 - (2 + \delta_a + \delta_b)\boldsymbol{S}] \tag{8.5.16}$$

$$\boldsymbol{W}_s = \frac{2\gamma_s}{3}[\boldsymbol{S}_3 + 2(1 + \delta_b)\boldsymbol{P}_3 - (2 + \delta_a + \delta_b)\boldsymbol{P}] \tag{8.5.17}$$

矢量 $\boldsymbol{W}_p$ 和 $\boldsymbol{W}_s$ 说明了由 SPM 和 XPM 效应感应的邦加球上的非线性偏振旋转。

当泵浦和信号都为线偏振时,方程(8.5.14)和方程(8.5.15)可大大简化,因为 $\boldsymbol{P}$ 和 $\boldsymbol{S}$ 位于邦加球的赤道平面内,$P_3 = S_3 = 0$。在不考虑双折射时($\boldsymbol{b}_l = 0$),$\boldsymbol{P}$ 和 $\boldsymbol{S}$ 在传输过程中保持其初始偏振态不变。当泵浦和信号同偏振时,两增益项同相相加,喇曼增益有最大值 $g_\parallel = g_a + 2g_b$;与此对照,当泵浦和信号正交偏振时,两增益项反相相加,喇曼增益有最小值 $g_\perp = g_b$。这两个增益分别对应于图 8.2 中的实线和虚线,用它们可以推导出退偏振比 $g_\perp/g_\parallel$。在 $\Omega/(2\pi) = 1$ THz 附近,这一比值的测量值约为 1/3;但在 $\Omega = \Omega_R$ 的增益峰附近,这一比值减小到 0.05 以下[14]。如果利用 $g_\perp/g_\parallel = 1/3$ 及关系 $g_\parallel/g_\perp = 2 + g_a/g_b$,则当 Ω 值较小时有 $g_b = g_a$;然而,当 Ω 接近喇曼增益峰时,g_b 的贡献相当小。

对于圆偏振的情形,矢量 $\boldsymbol{P}$ 和 $\boldsymbol{S}$ 指向邦加球的北极或南极。这时,由方程(8.5.14)和方程(8.5.15)很容易推导出 $g_\parallel = g_a + g_b$ 和 $g_\perp = 2g_b$,因此圆偏振的退偏振比 $g_\parallel/g_\perp$ 与线偏振的情形有很大不同,特别是对较小的 Ω 值,有 $g_b \approx g_a$,退偏振比应接近于 1。

下面考虑在起伏的残余双折射条件下解方程(8.5.14)和方程(8.5.15)。这种残余双折射起伏发生在比典型的非线性长度(大于 1 km)小得多的长度尺度(约为 10 m)上,结果 $\boldsymbol{P}$ 和 $\boldsymbol{S}$ 的末端分别以正比于 ω_p 和 ω_s 的高速率在邦加球上随机地运动。然而,SRS 过程仅取决于 $\boldsymbol{P}$ 和 $\boldsymbol{S}$ 的相对方位。为简化分析,采用 $\boldsymbol{P}$ 保持静止的旋转坐标系,并将注意力集中到 $\boldsymbol{P}$ 和 $\boldsymbol{S}$ 之间相对角度的变化上。方程(8.5.14)和方程(8.5.15)变为[189]

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{P}}{\mathrm{d}z}+\alpha_p\boldsymbol{P}=-\frac{\omega_p}{2\omega_s}[(g_a+3g_b)P_s\boldsymbol{P}+(g_a+g_b/3)P_p\boldsymbol{S}]-\bar{\gamma}_p\boldsymbol{S}\times\boldsymbol{P} \tag{8.5.18}$$

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{S}}{\mathrm{d}z}+\alpha_s\boldsymbol{S}=\frac{1}{2}[(g_a+3g_b)P_p\boldsymbol{S}+(g_a+g_b/3)P_s\boldsymbol{P}]-(\Omega\boldsymbol{b}'+\bar{\gamma}_s\boldsymbol{P})\times\boldsymbol{S} \tag{8.5.19}$$

式中，$\boldsymbol{b}'$ 是在邦加球上通过旋转 $\boldsymbol{b}_l$ 得到的，而且

$$\bar{\gamma}_j=(2\gamma_j/9)(4+3\delta_a+\delta_b)\qquad \Omega=\omega_p-\omega_s \tag{8.5.20}$$

为进一步简化方程(8.5.18)和方程(8.5.19)，假设 $P_s \ll P_p$（这一条件在实际中总是满足的），从而忽略泵浦消耗和信号感应的 XPM 效应。这样泵浦方程(8.5.18)仅包含损耗项，容易对其积分得到

$$\boldsymbol{P}(z)=\hat{\boldsymbol{p}}P_{\text{in}}\exp(-\alpha_p z)\equiv\hat{\boldsymbol{p}}P_p(z) \tag{8.5.21}$$

式中，$\hat{\boldsymbol{p}}$ 是输入端泵浦波的偏振态。方程(8.5.19)中的 $\bar{\gamma}_s\boldsymbol{P}\times\boldsymbol{S}$ 项是泵浦波感应的放大信号的非线性偏振旋转，它不会影响喇曼增益，利用一个简单变换可以消除这一项，于是得到[189]

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{S}}{\mathrm{d}z}+\alpha_s\boldsymbol{S}=\frac{1}{2}[(g_a+3g_b)P_p\boldsymbol{S}+(g_a+g_b/3)P_s\boldsymbol{P}]-\Omega\boldsymbol{b}\times\boldsymbol{S} \tag{8.5.22}$$

式中，$\boldsymbol{b}$ 是 $\boldsymbol{b}'$ 通过旋转得到的，但未改变其统计特性。通常将 $\boldsymbol{b}$ 模拟成一个三维高斯过程，其一阶矩和二阶矩用光纤的 PMD 参量 D_p 表示，由式(7.7.6)给出。随机微分方程(8.5.22)应在物理学范畴处理[194]。

注意，方程(8.5.22)中不改变 $\boldsymbol{S}$ 方向的项可以通过变换

$$\boldsymbol{S}=\boldsymbol{s}\exp\left\{\int_0^z\left[\frac{1}{2}(g_a+3g_b)P_p(z)-\alpha_s\right]\mathrm{d}z\right\} \tag{8.5.23}$$

消除，新的斯托克斯矢量 $\boldsymbol{s}$ 满足

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{s}}{\mathrm{d}z}=\frac{1}{2}(g_a+g_b/3)P_p(z)s_0(z)\hat{\boldsymbol{p}}-\Omega\boldsymbol{b}\times\boldsymbol{s} \tag{8.5.24}$$

式中，$s_0=|\boldsymbol{s}|$ 是矢量 $\boldsymbol{s}$ 的大小。描述 s_0 沿光纤长度演化的方程可以用关系 $s_0^2=\boldsymbol{s}\cdot\boldsymbol{s}$ 得到，为

$$\frac{\mathrm{d}s_0}{\mathrm{d}z}=\frac{\boldsymbol{s}}{s_0}\cdot\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{s}}{\mathrm{d}z}=(g_a+g_b/3)P_p(z)\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\boldsymbol{s} \tag{8.5.25}$$

在推导方程(8.5.24)时，假设泵浦波和信号波传输方向相同（所谓的前向泵浦结构）。对于后向泵浦情形，方程(8.5.14)中的导数 $\mathrm{d}\boldsymbol{P}/\mathrm{d}z$ 变为负的。按照上面的过程，假设 Ω 重新定义为 $\Omega=-(\omega_p+\omega_s)$，斯托克斯方程仍可以写成方程(8.5.24)的形式。如此大的 Ω 值加大了方程(8.5.24)中的双折射项的贡献，正是由于这一特性，采用后向泵浦方案可以改善喇曼放大器的性能，有关内容将在后面介绍。

8.5.2　PMD 效应对喇曼放大的影响

PMD 是由光纤的残余双折射造成的，由于它具有统计特性，因此对光纤喇曼放大器的性能有较大影响。利用方程(8.5.24)可以计算放大器内任意长度处的放大信号功率 P_s 和它的偏振态。实际中，$\boldsymbol{b}(z)$ 以动态方式沿光纤起伏，因为它受环境因素（如应力和温度）的影响。结果放大器输出端的放大信号 $P_s(L)$ 也出现起伏，这种起伏会影响光纤喇曼放大器的性能。本节将计算因 PMD 导致起伏的放大信号的平均值和方差。

信号增益定义为 $G(L)=P_s(L)/P_s(0)$，其平均值 G_{av} 和信号功率起伏的方差 σ_s^2 可以利用

下式计算：

$$G_{\mathrm{av}}=\overline{P_s(L)}/P_s(0) \qquad \sigma_s^2=\overline{P_s^2(L)}/[\overline{P_s(L)}]^2-1 \tag{8.5.26}$$

为求长度为 L 的光纤喇曼放大器输出端的平均信号功率$\overline{P_s(L)}$,需要对方程(8.5.25)中的 s_0 在 $\boldsymbol{b}$ 上取平均,计算出$\overline{s_0}$的值。然而,这一平均值取决于 $\rho=\overline{s_0\cos\theta}$,其中 θ 表示斯托克斯空间中泵浦波和信号波偏振方向的夹角。利用众所周知的方法[194],可以得到以下两个耦合的确定方程[189]:

$$\frac{\mathrm{d}\overline{s_0}}{\mathrm{d}z}=\frac{1}{2}(g_a+g_b/3)P_p(z)\rho \tag{8.5.27}$$

$$\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}z}=\frac{1}{2}(g_a+g_b/3)P_p(z)\overline{s_0}-\eta\rho \tag{8.5.28}$$

式中,$\eta=1/L_d=D_p^2\Omega^2/3$。扩散长度 L_d 是距离的一个量度,超过这个距离时,频率相差 Ω 的两个光场的偏振态变得不再相关。

方程(8.5.27)和方程(8.5.28)是两个线性一阶微分方程,很容易积分求解。当 PMD 效应较大且 $L_d\ll L$ 时,ρ 在很短的一段光纤上就会减小为零,这时平均增益为

$$G_{\mathrm{av}}=\exp[\tfrac{1}{2}(g_a+g_b/3)P_{\mathrm{in}}L_{\mathrm{eff}}-\alpha_sL] \tag{8.5.29}$$

与 $g_{\parallel}=g_a+2g_b$ 的理想同偏振情形(无双折射)相比,PMD 将喇曼增益减小约一半[59]。从物理学的角度考虑,这是意料之中的。然而,必须强调的是,放大倍数 G_A 减小得更多,因为它随 g_a 和 g_b 是指数变化关系。

为求信号起伏的方差,需要先求放大信号的二阶矩$\overline{P_s^2(L)}$。按照类似的求平均过程[189],由方程(8.5.24)可以得到下面一组三个线性方程:

$$\frac{\mathrm{d}\overline{s_0^2}}{\mathrm{d}z}=(g_a+g_b/3)P_p(z)\rho_1 \tag{8.5.30}$$

$$\frac{\mathrm{d}\rho_1}{\mathrm{d}z}=-\eta\rho_2+\frac{1}{2}(g_a+g_b/3)P_p(z)[\overline{s_0^2}+\rho_2] \tag{8.5.31}$$

$$\frac{\mathrm{d}\rho_2}{\mathrm{d}z}=-3\eta\rho_2+\eta\overline{s_0^2}+(g_a+g_b/3)P_p(z)\rho_2 \tag{8.5.32}$$

式中,$\rho_1=\overline{s_0^2\cos\theta}$,$\rho_2=\overline{s_0^2\cos^2\theta}$。以上三个方程表明,信号起伏是由泵浦和信号的斯托克斯矢量之间相对角度 θ 的起伏造成的。

为说明 PMD 对光纤喇曼放大器性能的影响,考虑用 1.45 μm 激光器以 1 W 功率泵浦的 10 km 长光纤喇曼放大器。在信号波长 1.55 μm 附近,取 $g_a=0.6\ \mathrm{W^{-1}/km}$,$g_b/g_a=0.012$;泵浦和信号波长处的光纤损耗分别取 0.273 dB/km 和 0.2 dB/km。图 8.25 给出了 G_{av}和 σ_s 随 PMD 参量 D_p 的变化关系,图中实线和虚线分别对应输入信号相对泵浦同偏振和正交偏振的情况,前向和后向两种泵浦方式的曲线也在图中给出。当 D_p 为零时,泵浦和信号保持其偏振态不变,与泵浦同偏振的信号得到 17.6 dB 的最大增益。与此对照,不管采用何种泵浦方式,与泵浦正交偏振的信号表现为 1.7 dB 的损耗。由于 g_b 是一个有限值,损耗不会恰好等于 2 dB。当 PMD 参量值增大时,同偏振和正交偏振两种情形下的增益差别减小,并最终消失。

图 8.25 中信号起伏的幅度随 PMD 参量值的增加迅速增大,达到一个峰值,然后随着 D_p 的进一步增加开始缓慢减小到零,这是因为 PMD 产生的是一种平均效应。峰值出现的位置取决于泵浦方式和泵浦波的初始偏振态;峰值附近的噪声水平超过 40%。如果使用低 PMD 光纤,则

在某些工作条件下噪声水平可以超过 70%。后向泵浦的特征和前向泵浦的类似，但峰值移向更小的 D_p 值，这一位移是因为此时 $|\Omega| = \omega_p + \omega_s$ 的值大得多的缘故。由于扩散长度随 $|\Omega|^{-2}$ 变化，对于后向泵浦，有 $(\omega_p + \omega_s)/(\omega_p - \omega_s) \approx 30$，所以扩散长度大约减小到前向泵浦时的千分之一($30^{-2}$)。更短的扩散长度导致对双折射起伏的快速平均，因而降低了噪声水平。

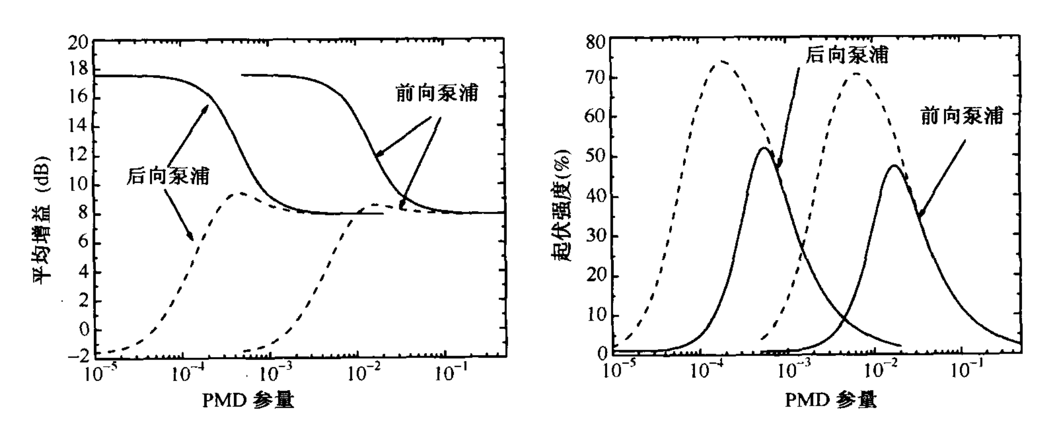


图 8.25　喇曼放大器输出端的(a) 平均增益和(b) 信号起伏的标准差随 PMD 参量值的变化，实线和虚线分别对应信号与泵浦同偏振和正交偏振的情形[189]

一个重要问题是，从实用的角度讲，哪种泵浦方式更好一些？答案取决于 D_p 的值。对于 $D_p < 0.001$ ps/$\sqrt{\text{km}}$的光纤，前向泵浦是合适的选择。然而，大部分光纤的 $D_p > 0.01$ ps/$\sqrt{\text{km}}$，这时采用后向泵浦可以在实际中实现信号劣化最小的目标。另外，后向泵浦还可以降低光纤通信系统中喇曼增益的偏振相关性，因为光纤通信系统中输入信号自身的偏振态可能以随机方式随时间变化。

习题

8.1　何谓喇曼散射？试解释其起源。自发喇曼散射和受激喇曼散射的区别是什么？

8.2　忽略泵浦消耗，解方程(8.1.2)和方程(8.1.3)。当 1 μW 功率同强泵浦波一起入射到 1 km 长的光纤中时，计算输出端的斯托克斯功率，假定 $g_R I_p(0) = 2\ \text{km}^{-1}$，$\alpha_p = \alpha_s = 0.2$ dB/km。

8.3　利用最速下降法完成式(8.1.8)的积分，并推导式(8.1.9)。

8.4　利用式(8.1.9)，推导式(8.1.13)给出的喇曼阈值条件。

8.5　假定 $\alpha_p = \alpha_s$，求方程(8.1.2)和方程(8.1.3)的解析解。

8.6　利用图 8.2 给出的喇曼增益，计算 1.55 μm 喇曼光纤激光器的阈值泵浦功率。假定激光腔由有效模场面积为 40 μm² 的 1 km 长光纤构成，取 $\alpha_p = 0.3$ dB/km，总的腔内损耗为 6 dB。

8.7　试解释通常用于同步泵浦喇曼激光器的时间-色散调谐技术，并估计习题 8.6 中激光器的调谐范围。

8.8　令 $\beta_{2p} = \beta_{2s} = 0$，求方程(8.3.1)和方程(8.3.2)的解析解。

8.9　利用习题 8.8 的结果，绘出经过 1 km 长光纤进行喇曼放大后的输出脉冲的形状。假定 $\lambda_p = 1.06$ μm，$\lambda_s = 1.12$ μm，$\gamma_p = 10\ \text{W}^{-1}/\text{km}$，$g_R = 1 \times 10^{-3}$ m/W，$d = 5$ ps/m，$A_{\text{eff}} = 40\ \mu\text{m}^2$，并且输入泵浦脉冲和斯托克斯脉冲为高斯形，脉宽(指的是 FWHM)均为 100 ps，峰值功率分别为 1 kW 和 10 mW。

8.10　利用分步傅里叶法数值解方程(8.3.16)和方程(8.3.17)，并再现图 8.11 和图 8.12 给出的结果。

8.11　在反常色散条件下解方程(8.3.16)和方程(8.3.17)，再现图 8.19 给出的结果。试解释为什么当走离长度和色散长度在大小上相当时，喇曼脉冲会形成孤子。

8.12 设计一个实验,将 50 ps(指的是 FWHM)高斯脉冲通过 SRS 至少放大 30 dB(这样也得到了 10 倍的压缩因子),并利用数值模拟验证你的设计。

8.13 利用式(8.5.1),并考虑 6.1 节中讨论的 $\chi^{(3)}$ 的张量特性,推导式(8.5.3)。

8.14 从式(8.5.1)给出的非线性极化出发,推导耦合矢量方程(8.5.9)和方程(8.5.10)。

8.15 将方程(8.5.9)和方程(8.5.10)变换到斯托克斯空间,并证明泵浦和信号的斯托克斯矢量确实满足方程(8.5.14)和方程(8.5.15)。

参考文献

[1] C. V. Raman, *Indian J. Phys.* **2**, 387 (1928).

[2] E. J. Woodbury and W. K. Ng, *Proc. IRE* **50**, 2347 (1962).

[3] G. Eckhardt, R. W. Hellwarth, F. J. McClung, S. E. Schwarz, and D. Weiner, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 455 (1962).

[4] W. Kaiser and M Maier, in *Laser Handbook*, Vol. 2, F. T. Arecchi and E. O. SchulzDubois, Eds. (North-Holland, Amsterdam, 1972), Chap. E2.

[5] R. W. Hellwarth, *Prog. Quantum Electron.* **5**, 1 (1977).

[6] Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics* (Wiley, New York, 1984), Chap. 10.

[7] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 2nd ed. (Academic Press, San Diego, 2003), Chap. 10.

[8] R. H. Stolen, E. P. Ippen, and A. R. Tynes, *Appl. Phys. Lett.* **20**, 62 (1972).

[9] R. H. Stolen and E. P. Ippen, *Appl. Phys. Lett.* **22**, 276 (1973).

[10] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, and H. A. Haus, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1159 (1989).

[11] D. J. Dougherty, F. X. Kärtner, H. A. Haus, and E. P. Ippen, *Opt. Lett.* **20**, 31 (1995).

[12] R. H. Stolen, in *Raman Amplifiers for Telecommunications*, Part 1, M. N. Islam, Ed. (Springer, New York, 2004), Chap. 2.

[13] X. Li, P. L. Voss, J. Chen, K. F. Lee, and P. Kumar, *Opt. Express* **13**, 2236 (2005).

[14] I. Mandelbaum, M. Bolshtyansky, T. F. Heinz, and A. R. Hight Walker, *J. Opt. Soc. Am. B* **23**, 621 (2006).

[15] R. Shuker and R. W. Gammon, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 222 (1970).

[16] R. G. Smith, *Appl. Opt.* **11**, 2489 (1972).

[17] J. AuYeung and A. Yariv, *IEEE J. Quantum Electron.* **14**, 347 (1978).

[18] A. Picozzi, C. Montes, J. Botineau, and E. Picholle, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 1309 (1998).

[19] C. R. Menyuk, M. N. Islam, and J. P. Gordon, *Opt. Lett.* **16**, 566 (1991).

[20] A. Höök, *Opt. Lett.* **17**, 115 (1992).

[21] S. Kumar, A. Selvarajan, and G. V. Anand, *Opt. Commun.* **102**, 329 (1993); *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 810 (1994).

[22] C. Headley and G. P. Agrawal, *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 2058 (1995).

[23] C. Headley and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 2170 (1996).

[24] J. E. Sharping, Y. Okawachi, and A. L. Gaeta, *Opt. Express* **13**, 6092 (2005).

[25] K. J. Blow and D. Wood, *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 2656 (1989).

[26] E. Golovchenko, P. V. Mamyshev, A. N. Pilipetskii, and E. M. Dianov, *IEEE J. Quantum Electron.* **26**, 1815 (1990); *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 1626 (1991).

[27] P. N. Morgan and J. M. Liu, *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 1011 (1991).

[28] P. V. Mamyshev, A. M. Vertikov, and A. M. Prokhorov, *Sov. Lightwave Commun.* **2**, 73 (1992).

[29] A. M. Vertikov and P. V. Mamyshev, *Sov. Lightwave Commun.* **2**, 119 (1992).

[30] S. Trillo and S. Wabnitz, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 1061 (1992).

[31] E. Golovchenko and A. N. Pilipetskii, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 92 (1994).

[32] R. Schulz and H. Harde, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 1279 (1995).

[33] P. T. Dinda, G. Millot, and S. Wabnitz, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 1433 (1998).

[34] C. Lin and R. H. Stolen, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 216 (1976).

[35] C. Lin, L. G. Cohen, R. H. Stolen, G. W. Tasker, and W. G. French, *Opt. Commun.* **20**, 426 (1977).

[36] V. V. Grigoryants, B. L. Davydov, M. E. Zhabotinsky, V. F. Zolin, G. A. Ivanov, V. I Smirnov, and Y. K. Chamorovski, *Opt. Quantum Electron.* **9**, 351 (1977).
[37] L. G. Cohen and C. Lin, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-14**, 855 (1978).
[38] V. S. Butylkin, V. V. Grigoryants, and V. I. Smirnov, *Opt. Quantum Electron.* **11**,141 (1979).
[39] P.-J. Gao, C.-J. Nie, T.-L. Yang, and H.-Z. Su, *Appl. Phys.* **24**, 303 (1981).
[40] G. Rosman, *Opt. Quantum Electron.* **14**, 92 (1982).
[41] Y. Ohmori, Y. Sesaki, and T. Edahiro, *Trans. IECE Japan* **E66**, 146 (1983).
[42] R. Pini, M. Mazzoni, R. Salimbeni, M. Matera, and C. Lin, *Appl. Phys. Lett.* **43**, 6 (1983).
[43] M. Rothschild and H. Abad, *Opt. Lett.* **8**, 653 (1983).
[44] F. R. Barbosa, *Appl. Opt.* **22**, 3859 (1983).
[45] R. H. Stolen, C. Lee, and R. K. Jain, *J. Opt. Soc. Am. B* **1**, 652 (1984).
[46] C. Lin, *J. Lightwave Technol.* **LT-4**, 1103 (1986).
[47] A. S. L. Gomes, V. L. DaSilva, J. R. Taylor, B. J. Ainslie, and S. P. Craig, *Opt. Commun.* **64**, 373 (1987).
[48] K. X. Liu and E. Garmire, *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 1022 (1991).
[49] J. Chang, D. Baiocchi, J. Vas, and J. R. Thompson, *Opt. Commun.* **139**, 227 (1997).
[50] E. Landahl, D. Baiocchi, and J. R. Thompson, *Opt. Commun.* **150**, 339 (1998).
[51] M. G. Raymer and I. A. Walmsley, in *Progress in Optics*, Vol. 30, E. Wolf, Ed. (Elsevier, Amsterdam, 1990), Chap. 3.
[52] K. O. Hill, B. S. Kawasaki, and D. C. Johnson, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 608 (1976); *Appl. Phys. Lett.* **29**, 181 (1976).
[53] R. K. Jain, C. Lin, R. H. Stolen, W. Pleibel, and P. Kaiser, *Appl. Phys. Lett.* **30**, 162 (1977).
[54] D. C. Johnson, K. O. Hill, B. S. Kawasaki, and D. Kato, *Electron. Lett.* **13**, 53 (1977).
[55] R. H. Stolen, C. Lin, and R. K. Jain, *Appl. Phys. Lett.* **30**, 340 (1977).
[56] C. Lin, R. H. Stolen, and L. G. Cohen, *Appl. Phys. Lett.* **31**, 97 (1977).
[57] R. H. Stolen, C. Lin, J. Shah, and R. F. Leheny, *IEEE J. Quantum Electron.* **14**, 860 (1978).
[58] C. Lin and W. G. French, *Appl. Phys. Lett.* **34**, 10 (1979).
[59] R. H. Stolen, *IEEE J. Quantum Electron.* **15**, 1157 (1979).
[60] M. Nakazawa, T. Masamitsu, and N. Ichida, *J. Opt. Soc. Am. B* **1**, 86 (1984).
[61] J. D. Kafka, D. F. Head, and T. Baer, in *Ultrafast Phenomena V*, G. R. Fleming and A. E. Siegman, Eds. (Springer-Verlag, Berlin, 1986), p. 51.
[62] E. Desurvire, A. Imamoglu, and H. J. Shaw, *J. Lightwave Technol.* **5**, 89 (1987).
[63] P. N. Kean, K. Smith, B. D. Sinclair, and W. Sibbett, *J. Mod. Opt.* **35**, 397 (1988).
[64] I. K. Ilev, H. Kumagai, and H. Toyoda, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 1846 (1996); *Appl. Phys. Lett.* **70**, 3200 (1997); *Opt. Commun.* **138**, 337 (1997).
[65] A. J. Stentz, *Proc. SPIE* **3263**, 91 (1998).
[66] S. V. Chernikov, N. S. Platonov, D. V. Gapontsev, D. I. Chang, M. J. Guy, and J. R. Taylor, *Electron. Lett.* **34**, 680 (1998).
[67] E. M. Dianov, and A. M. Prokhorov, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **6**, 1022 (2000).
[68] S. A. Skubchenko, M. Y. Vyatkin, and D. V. Gapontsev, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**,1014 (2004).
[69] Y. Li, S. D. Jackson, Y. Zhao, and S. Fleming, *J. Lightwave Technol.* **23**, 1907 (2005).
[70] C. Lin and R. H. Stolen, *Appl. Phys. Lett.* **29**, 428 (1976).
[71] M. Ikeda, *Opt. Commun.* **39**, 148 (1981).
[72] Y. Aoki, S. Kishida, H. Honmou, K. Washio, and M. Sugimoto, *Electron. Lett.* **19**, 620 (1983).
[73] E. Desurvire, M. Papuchon, J. P. Pocholle, J. Raffy, and D. B. Ostrowsky, *Electron. Lett.* **19**, 751 (1983).
[74] M. Nakazawa, M. Tokuda, Y. Negishi, and N. Uchida, *J. Opt. Soc. Am. B* **1**, 80 (1984).
[75] M. Nakazawa, T. Nakashima, and S. Seikai, *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 215 (1985).
[76] N. A. Olsson and J. Hegarty, *J. Lightwave Technol.* **4**, 391 (1986).
[77] S. Seikai, T. Nakashima, and N. Shibata, *J. Lightwave Technol.* **4**, 583 (1986).
[78] K. Mochizuki, N. Edagawa, and Y. Iwamoto, *J. Lightwave Technol.* **4**, 1328 (1986).
[79] M. J. O'Mahony, *J. Lightwave Technol.* **6**, 531 (1988).
[80] N. Edagawa, K. Mochizuki, and Y. Iwamoto, *Electron. Lett.* **23**, 196 (1987).
[81] M. L. Dakss and P. Melman, *IEE Proc.* **135**, Pt. J., 96 (1988).
[82] K. Mochizuki, *J. Lightwave Technol.* **3**, 688 (1985).

[83] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and M. N. Islam, *Opt. Lett.* **10**, 229 (1985).
[84] L. F. Mollenauer, J. P. Gordon, and M. N. Islam, *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 157 (1986).
[85] L. F. Mollenauer and K. Smith, *Opt. Lett.* **13**, 675 (1988).
[86] T. Horiguchi, T. Sato, and Y. Koyamada, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, 64 (1992).
[87] T. Sato, T. Horiguchi, Y. Koyamada, and I. Sankawa, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, 923 (1992).
[88] S. G. Grubb, *Proc. Conf. on Optical Amplifiers and Applications* (Optical Society of America, Washington, DC, 1995).
[89] S. V. Chernikov, Y. Zhu, R. Kashyap, and J. R. Taylor, *Electron. Lett.* **31**, 472 (1995).
[90] E. M. Dianov, *Laser Phys.* **6**, 579 (1996).
[91] D. I. Chang, S. V. Chernikov, M. J. Guy, J. R. Taylor, and H. J. Kong, *Opt. Commun.* **142**, 289 (1997).
[92] A. Bertoni and G. C. Reali, *Appl. Phys. B* **67**, 5 (1998).
[93] D. V. Gapontsev, S. V. Chernikov, and J. R. Taylor, *Opt. Commun.* **166**, 85 (1999).
[94] H. Masuda, S. Kawai, K. Suzuki, and K. Aida, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 516 (1998).
[95] H. Kidorf, K. Rottwitt, M. Nissov, M. Ma, and E. Rabarijaona, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 530 (1999).
[96] H. Masuda and S. Kawai, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 647 (1999).
[97] H. Suzuki, J. Kani, H. Masuda, N. Takachio, K. Iwatsuki, Y. Tada, and M. Sumida, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 903 (2000).
[98] S. Namiki and Y. Emori, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **7**, 3 (2001).
[99] M. N. Islam, Ed., *Raman Amplifiers for Telecommunications* (Springer, New York, 2004).
[100] J. Bromage, *J. Lightwave Technol.* **22**, 79 (2004).
[101] D. F. Grosz, A. Agarwal, S. Banerjee, D. N. Maywar, and A. P. Küng, *J. Lightwave Technol.* **22**, 423 (2004).
[102] C. Headley and G. P. Agrawal, Eds., *Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems* (Academic Press, San Diego, CA, 2005).
[103] A. R. Chraplyvy, *Electron. Lett.* **20**, 58 (1984).
[104] N. A. Olsson, J. Hegarty, R. A. Logan, L. F. Johnson, K. L. Walker, L. G. Cohen, B. L. Kasper, and J. C. Campbell, *Electron. Lett.* **21**, 105 (1985).
[105] A. R. Chraplyvy, *J. Lightwave Technol.* **8**, 1548 (1990).
[106] D. N. Christodoulides and R. B. Jander, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 1722 (1996).
[107] J. Wang, X. Sun, and M. Zhang, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 540 (1998).
[108] M. E. Marhic, F. S. Yang, and L. G. Kazovsky, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 957 (1998).
[109] S. Bigo, S. Gauchard, A Bertaina, and J. P. Hamaide, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 671 (1999).
[110] A. G. Grandpierre, D. N. Christodoulides, and J. Toulouse, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 1271 (1999).
[111] K.-P. Ho, *J. Lightwave Technol.* **18**, 915 (2000).
[112] X, Zhou, and M. Birk, *J. Lightwave Technol.* **21**, 2194 (2003).
[113] T. Yamamoto and S. Norimatsu, *J. Lightwave Technol.* **21**, 2229 (2003).
[114] V. N. Lugovoi, *Sov. Phys. JETP* **44**, 683 (1976).
[115] J. I. Gersten, R. R. Alfano, and M. Belic, *Phys. Rev. A* **21**, 1222 (1980).
[116] E. M. Dianov, A. Y. Karasik, P. V. Mamyshev, G. I. Onishchukov, A. M. Prokhorov, M. F. Stel'makh, and A. A. Fomichev, *JETP Lett.* **39**, 691 (1984).
[117] E. M. Dianov, A. Y. Karasik, P. V. Mamyshev, A. M. Prokhorov, and V. N. Serkin, *Sov. Phys. JETP* **62**, 448 (1985).
[118] B. Valk, W. Hodel, and H. P. Weber, *Opt. Commun.* **54**, 363 (1985).
[119] R. H. Stolen and A. M. Johnson, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-22**, 2154 (1986).
[120] P. M. W. French, A. S. L. Gomes, A. S. Gouveia-Neto, and J. R. Taylor, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-22**, 2230 (1986).
[121] D. Schadt and B. Jaskorzynska, *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 856 (1987).
[122] P. N. Kean, K. Smith, and W. Sibbett, *IEE Proc.* **134**, Pt. J, 163 (1987).
[123] R. R. Alfano, P. L. Baldeck, F. Raccah, and P. P. Ho, *Appl. Opt.* **26**, 3492 (1987).
[124] J. T. Manassah, *Appl. Opt.* **26**, 3747 (1987); J. T. Manassah and O. Cockings, *Appl. Opt.* **26**, 3749 (1987).
[125] E. M. Dianov, P. V. Mamyshev, A. M. Prokhorov, and D. G. Fursa, *JETP Lett.* **45**, 599 (1987); **46**, 482 (1987).
[126] K. Smith, P. N. Kean, D. W. Crust, and W. Sibbett, *J. Mod. Opt.* **34**, 1227 (1987).
[127] M. Nakazawa, M. S. Stix, E. P. Ippen, and H. A. Haus, *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 1412 (1987).

[128] R. R. Alfano and P. P. Ho, *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 351 (1988).
[129] A. M. Weiner, J. P. Heritage, and R. H. Stolen, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 364 (1988).
[130] A. S. L. Gomes, V. L. da Silva, and J. R. Taylor, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 373 (1988).
[131] P. L. Baldeck, R. R. Alfano, and G. P. Agrawal, in *Ultrafast Phenomena VI*, T. Yajima *et al.*, Eds. (Springer-Verlag, Berlin, 1988), p. 53.
[132] M. Kuckartz, R. Schultz, and A. Harde, *Opt. Quantum Electron.* **19**, 237 (1987); *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 1353 (1988).
[133] J. Hermann and J. Mondry, *J. Mod. Opt.* **35**, 1919 (1988).
[134] R. Osborne, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1726 (1989).
[135] D. N. Cristodoulides and R. I. Joseph, *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 273 (1989).
[136] Y. B. Band, J. R. Ackerhalt, and D. F. Heller, *IEEE J. Quantum Electron.* **26**, 1259 (1990).
[137] K. Suzuki, K. Noguchi, and N. Uesugi, *Opt. Lett.* **11**, 656 (1986); *J. Lightwave Technol.* **6**, 94 (1988).
[138] A. S. L. Gomes, V. L. da Silva, J. R. Taylor, B. J. Ainslie, and S. P. Craig, *Opt. Commun.* **64**, 373 (1987).
[139] E. M. Dianov, L. A. Bufetov, M. M. Bubnov, M. V. Grekov, S. A. Vasiliev, and O. I. Medvedkov, *Opt. Lett.* **25**, 402 (2000).
[140] T. Nakashima, M. Nakazawa, K. Nishi, and H. Kubota, *Opt. Lett.* **12**, 404 (1987).
[141] A. S. L. Gomes, A. S. Gouveia-Neto, and J. R. Taylor, *Opt. Quantum Electron.* **20**, 95 (1988).
[142] K. Tamura and M. Nakazawa, *Opt. Lett.* **21**, 68 (1996).
[143] M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, and J. D. Harvey, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 6010 (2000).
[144] V. I. Kruglov, A. C. Peacock, J. D. Harvey, and J. M. Dudley, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 461 (2002).
[145] J. Limpert, T. Schreiber, T. Clausnitzer, K. Zollner, H. J. Fuchs, E. B. Kley, H. Zellmer, and A. Tunnermann, *Opt. Express* **10**, 628 (2002).
[146] A. C. Peacock, N. G. R. Broderick, and T. M. Monro, *Opt. Commun.* **218**, 167 (2003).
[147] C. Finot, G. Millot, C. Billet, and J. M. Dudley, *Opt. Express* **11**, 1547 (2003).
[148] C. Finot, G. Millot, S. Pitois, C. Billet, and J. M. Dudley, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **10**, 1211 (2004).
[149] G. Q. Chang, A. Galvanauskas, H. G. Winful, and T. B. Norris, *Opt. Lett.* **29**, 2647 (2004).
[150] V. A. Vysloukh and V. N. Serkin, *JETP Lett.* **38**, 199 (1983).
[151] E. M. Dianov, A. Y. Karasik, P. V. Mamyshev, A. M. Prokhorov, V. N. Serkin, M. F. Stel'makh, and A. A. Fomichev, *JETP Lett.* **41**, 294 (1985).
[152] E. M. Dianov, A. M. Prokhorov, and V. N. Serkin, *Opt. Lett.* **11**, 168 (1986).
[153] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, *Opt. Lett.* **11**, 659 (1986).
[154] V. N. Serkin, *Sov. Tech. Phys. Lett.* **13**, 366 (1987).
[155] P. Beaud, W. Hodel, B. Zysset, and H. P. Weber, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 1938 (1987).
[156] A. S. Gouveia-Neto, A. S. L. Gomes, J. R. Taylor, B. J. Ainslie, and S. P. Craig, *Electron. Lett.* **23**, 1034 (1987).
[157] A. S. Gouveia-Neto, A. S. L. Gomes, and J. R. Taylor, *Opt. Lett.* **12**, 1035 (1987); *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 332 (1988).
[158] K. J. Blow, N. J. Doran, and D. Wood, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 381 (1988).
[159] A. S. Gouveia-Neto, A. S. L. Gomes, J. R. Taylor, and K. J. Blow, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 799 (1988).
[160] A. S. Gouveia-Neto, M. E. Faldon, and J. R. Taylor, *Opt. Lett.* **13**, 1029 (1988); *Opt. Commun.* **69**, 325 (1989).
[161] A. Höök, D. Anderson, and M. Lisak, *Opt. Lett.* **13**, 1114 (1988); *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1851 (1989).
[162] E. A. Golovchenko, E. M. Dianov, P. V. Mamyshev, A. M. Prokhorov, and D. G. Fursa, *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 172 (1990).
[163] E. J. Greer, D. M. Patrick, P. G. J. Wigley, J. I. Vukusic, and J. R. Taylor, *Opt. Lett.* **15**, 133 (1990).
[164] A. S. Gouveia-Neto, *J. Lightwave Technol.* **10**, 1536 (1992).
[165] E. M. Dianov, A. B. Grudinin, A. M. Prokhorov, and V. N. Serkin, in *Optical Solitons—Theory and Experiment*, J. R. Taylor, Ed. (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1992), Chap. 7.
[166] K. Chan and W. Cao, *Opt. Commun.* **158**, 159 (1998).
[167] K. Drühl, R. G. Wenzel, and J. L. Carlsten, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1171 (1983); *J. Stat. Phys.* **39**, 615 (1985).
[168] C. R. Menyuk, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2937 (1989).

[169] J. C. Englund and C. M. Bowden, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2661 (1986); *Phys. Rev. A* **42**, 2870 (1990); *Phys. Rev. A* **46**, 578 (1992).
[170] N. Nishizawa, Y. Ito, and N. Goto, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 896 (2002).
[171] A. V. Husakou and J. Herrmann, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2171 (2002).
[172] K. S. Abedin and F. Kubota, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **10**, 1203 (2004).
[173] D. N. Christodoulides, *Opt. Commun.* **86**, 431 (1991).
[174] M. N. Islam, L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. R. Simpson, and H. T. Shang, *Opt. Lett.* **12**, 814 (1987).
[175] J. D. Kafka and T. Baer, *Opt. Lett.* **12**, 181 (1987).
[176] A. S. Gouveia-Neto, A. S. L. Gomes, and J. R. Taylor, *Electron. Lett.* **23**, 537 (1987); *Opt. Quantum Electron.* **20**, 165 (1988).
[177] H. A. Haus and M. Nakazawa, *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 652 (1987).
[178] V. L. da Silva, A. S. L. Gomes, and J. R. Taylor, *Opt. Commun.* **66**, 231 (1988).
[179] U. Keller, K. D. Li, M. Rodwell, and D. M. Bloom, *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 280 (1989).
[180] M. Ding and K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, 927 (1992); *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, 1109 (1992).
[181] M. Ding and K. Kikuchi, *Fiber Integ. Opt.* **13**, 337 (1994).
[182] C. J. S. de Matos, S. V. Popov, and J. R. Taylor, *Opt. Lett.* **28**, 1891 (2003).
[183] D. A. Chestnut and J. R. Taylor, *Opt. Lett.* **29**, 262 (2004).
[184] K. Iwaisuki, K. Suzuki, and S. Nishi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **3**, 1074 (1991).
[185] C. Headley III and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 2383 (1993).
[186] R. F. de Souza, E. J. S. Fonseca, M. J. Hickmann, and A. S. Gouveia-Neto, *Opt. Commun.* **124**, 79 (1996).
[187] Q. Lin and G. P. Agrawal, *Opt. Lett.* **27**, 2194 (2002).
[188] Q. Lin and G. P. Agrawal, *Opt. Lett.* **28**, 227 (2003).
[189] Q. Lin and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 1616 (2003).
[190] E. S. Son, J. H. Lee, and Y. C. Chung, *J. Lightwave Technol.* **23**, 1219 (2005).
[191] P. Ebrahimi, M. C. Hauer, Q. Yu, R. Khosravani, D. Gurkan, D. W. Kim, D. W. Lee, and A. E. Willner, *Proc. Conf. on Lasers and Electro-optics* (Optical Society of America, Washington DC, 2001), p. 143.
[192] S. Popov, E. Vanin, and G. Jacobsen, *Opt. Lett.* **27**, 848 (2002).
[193] A. B. dos Santos and J. P. von der Weid, *Opt. Lett.* **29**, 1324 (2004).
[194] C. W. Gardiner, *Handbook of Stochastic Methods*, 2nd ed. (Springer, New York, 1985).

第9章 受激布里渊散射

受激布里渊散射(stimulated Brillouin scattering,SBS)是一种在输入功率远低于受激喇曼散射(SRS)所要求的功率水平时,就能在光纤内发生的非线性过程。一旦达到布里渊阈值,SBS将把绝大部分输入功率转移到后向斯托克斯波中。基于这个原因,SBS限制了光通信系统的信道功率,同时它又可以作为光纤布里渊激光器和放大器。本章讨论光纤中的SBS现象。

9.1节 介绍SBS的一些基本概念,侧重布里渊增益谱。

9.2节 介绍连续波泵浦条件下的布里渊阈值,以及控制布里渊阈值的方法。

9.3节 讨论光纤布里渊放大器及其特性。

9.4节 着重讨论SBS的动态特性,诸如SBS感应的调制不稳定性和光学混沌等非线性现象。

9.5节 介绍连续和脉冲运转的光纤布里渊激光器。

9.1 基本概念

自1964年首次观察到SBS这种非线性现象以来,人们已对它进行了广泛的研究[1~10]。SBS与SRS类似,它是通过相对于入射泵浦波频率下移的斯托克斯波的产生来表现的,频移量由非线性介质决定。然而,它们两者之间存在着显著的不同,例如,单模光纤中由SRS产生的斯托克斯波向前后两个方向传输,而由SBS产生的斯托克斯波则仅后向传输;SBS的斯托克斯频移(约为10 GHz)比SRS的频移小三个量级;SBS的阈值泵浦功率与泵浦波的谱宽有关,对连续波泵浦或采用相对较宽的脉冲(大于1 μs)泵浦,其阈值可低至约为1 mW,而对脉宽小于1 ns的短泵浦脉冲,SBS几乎不会发生。所有这些不同源于一个基本差别,即SBS中参与的是声学声子,而SRS中参与的是光学声子。

9.1.1 SBS的物理过程

SBS过程可以经典地描述为泵浦波和斯托克斯波通过声波进行的非线性互作用,泵浦波通过电致伸缩(electrostriction)产生声波,反过来声波调制介质的折射率[10]。泵浦波感应的折射率光栅通过布拉格衍射散射泵浦波,由于以声速 v_A 移动的光栅的多普勒位移,散射光产生了频率下移。同样,在量子力学中,这个散射过程可以看成一个泵浦光子的湮灭,同时产生了一个斯托克斯光子和一个声学声子。由于在散射过程中能量和动量必须守恒,因此三个波的频率和波矢之间有以下关系:

$$\Omega_B = \omega_p - \omega_s \qquad \boldsymbol{k}_A = \boldsymbol{k}_p - \boldsymbol{k}_s \tag{9.1.1}$$

式中,ω_p 和 ω_s 分别为泵浦波和斯托克斯波的频率,$\boldsymbol{k}_p$ 和 $\boldsymbol{k}_s$ 分别是泵浦波和斯托克斯波的波矢。

声波频率 Ω_B 和波矢 $\boldsymbol{k}_A$ 满足标准色散关系

$$\Omega_B = v_A|\boldsymbol{k}_A| \approx 2v_A|\boldsymbol{k}_p|\sin(\theta/2) \tag{9.1.2}$$

式中,θ 为泵浦波与斯托克斯波之间的夹角,其中用到了 $|\boldsymbol{k}_p| \approx |\boldsymbol{k}_s|$。式(9.1.2)表明,斯托克斯波的频移与散射角有关。特别是,Ω_B 在后向($\theta=\pi$)有最大值,而在前向($\theta=0$)为零。在单模光纤中,只有前、后向为相关方向,因此 SBS 仅发生在后向,且后向布里渊频移为

$$\nu_B = \Omega_B/2\pi = 2n_p v_A/\lambda_p \tag{9.1.3}$$

上式用到了式(9.1.2)中的 $|\boldsymbol{k}_p| = 2\pi n_p/\lambda_p$,$n_p$ 为泵浦波长 λ_p 处的有效模折射率。若取 $v_A = 5.96$ km/s,$n_p = 1.45$,则对于石英光纤,在 $\lambda_p = 1.55$ μm 处,$\nu_B \approx 11.1$ GHz。

尽管式(9.1.2)能准确预测在单模光纤中 SBS 仅在后向发生,但自发布里渊散射在前向也能发生,这是由于声波的波导特性放宽了波矢选择定则,结果前向产生了少量的斯托克斯波,这一现象称为导向声波布里渊散射[11]。实际中,斯托克斯频谱在 10 ~ 1000 MHz 频移范围内表现为多重线,由于它非常弱,本章就不再进一步讨论了。

9.1.2 布里渊增益谱

与 SRS 的情形类似,斯托克斯波的形成用峰值位于 $\Omega=\Omega_B$ 处的布里渊增益谱 $g_B(\Omega)$ 来表征。然而,与 SRS 情形相反,SBS 的增益谱很窄(约为 10 MHz 而不是 10 THz),这是因为谱宽与声波的阻尼时间有关,而阻尼时间又和声子寿命有关。正如将在 9.4.1 节中看到的,若假定声波是以 $\exp(-\Gamma_B t)$ 衰减的,则布里渊增益谱具有如下洛伦兹形谱线分布[10]:

$$g_B(\Omega) = \frac{g_p\,(\Gamma_B/2)^2}{(\Omega-\Omega_B)^2+(\Gamma_B/2)^2} \tag{9.1.4}$$

在 $\Omega=\Omega_B$ 处,布里渊增益峰值为

$$g_p \equiv g_B(\Omega_B) = \frac{8\pi^2\gamma_e^2}{n_p\lambda_p^2\rho_0 c v_A \Gamma_B} \tag{9.1.5}$$

式中,$\gamma_e \approx 0.902$ 是石英的电致伸缩常数,$\rho_0 \approx 2210$ kg/m^3 是石英的密度[12]。增益谱的半极大全宽度(FWHM)与 Γ_B 的关系为 $\Delta\nu_B = \Gamma_B/(2\pi)$,声子寿命 $T_B = \Gamma_B^{-1}$,通常小于 10 ns。

早在 1950 年,人们就对块状石英的布里渊增益进行了测量[13]。1979 年,用氩离子激光器进行的测量表明[14],在 $\lambda_p = 486$ nm 时,$\nu_B = 34.7$ GHz,$\Delta\nu_B = 54$ MHz。这些实验还揭示了,$\Delta\nu_B$ 取决于布里渊频移,且其变化比理论预期的二次方关系(即 ν_B^2)略快。由式(9.1.3)应注意到,ν_B 和 λ_p 成反比,$\Delta\nu_B$ 与泵浦波长服从 λ_p^{-2} 的关系。布里渊增益曲线随 λ_p 的增大而变窄,从而抵消了式(9.1.5)中增益的减小,结果布里渊增益峰值几乎与泵浦波长无关。若把石英光纤的典型参量值代入式(9.1.5),则可得 g_p 在 $3\times10^{-11} \sim 5\times10^{-11}$ m/W 范围,此值比喇曼增益系数几乎大三个数量级(见 8.1 节)。

由于光模的导波特性和光纤纤芯中的掺杂,使石英光纤的布里渊增益谱与观察到的块状石英的有显著不同[15~24],图 9.1 给出了具有不同结构和纤芯掺锗(GeO_2)浓度的三种光纤的增益谱测量结果,测量是利用工作在 1.525 μm 波长的外腔半导体激光器和分辨率为 3 MHz 的外差探测技术进行的[17]。图 9.1(a)所示光纤的纤芯近乎为纯石英(GeO_2 浓度为 0.3%/mol),测得的布里渊频移为 $\nu_B \approx 11.25$ GHz,若利用块状石英中的声速,则它与式(9.1.3)预期的一致。对于图 9.1(b)和图 9.1(c)所示光纤,其布里渊频移的减小几乎与 GeO_2 的浓度成反比,图 9.1(b)所示光纤的布里渊频谱的双峰结构源于纤芯中 GeO_2 的不均匀分布[17]。

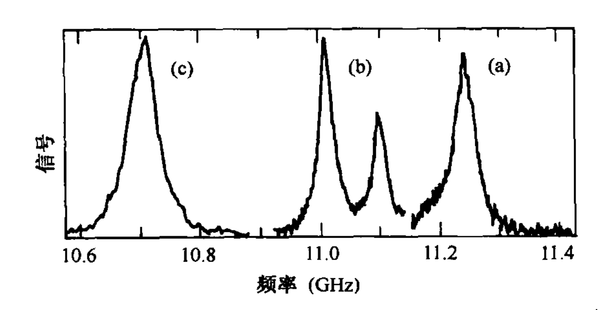


图 9.1 $\lambda_p = 1.525$ μm 时三种光纤的布里渊增益谱。(a) 石英芯光纤;(b) 凹陷包层光纤;(c) 色散位移光纤[17]

距今更近的测量表明[22~24],布里渊增益谱与光纤设计的细节有很大关系,增益谱中可能含有多个峰,这些峰源于光纤支持的不同声模。早在 1988 年就观察到了三峰增益谱,并解释为这是由于声模在光纤纤芯和包层中的传输速度不同造成的[19]。在 2002 年的一个实验中[22],记录下了 4 种不同类型光纤的布里渊增益谱,这些光纤不仅芯径不同,而且纤芯中 GeO_2 的掺杂浓度也不一样(从 3.6%到 20%)。增益谱呈现出 5 个峰,这和光纤的设计有关。主峰的布里渊频移也在 9 ~ 11 GHz 范围内变化;光纤纤芯中 GeO_2 的浓度越高,布里渊频移越小。例如,图 9.2 给出了在几个不同泵浦功率下,测量得到的纤芯掺有 18% GeO_2 的色散补偿光纤(DCF)的增益谱。主峰在 9.77 GHz 处,而 4 个小峰也清晰可见,这些峰分别对应于光纤中不同的声模[23]。由于每个声模都有一个不同的声速 v_A,因此由式(9.1.3)可知,这些声模具有不同的布里渊频移。高泵浦功率下增益谱的变化和 SBS 有关。

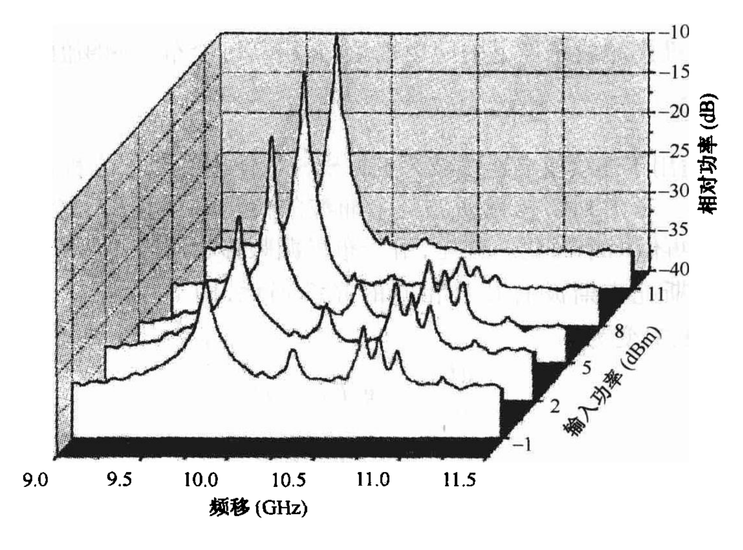


图 9.2 色散补偿光纤的布里渊增益谱[22]

图 9.1 和图 9.2 中主增益峰的带宽对应于布里渊增益带宽 $\Delta\nu_B$,它和声子寿命有关。布里渊增益带宽比块状石英的预期值(在 $\lambda_p = 1.525$ μm 时,$\Delta\nu_B \approx 17$ MHz)大得多,其他实验也表明,石英光纤的布里渊增益带宽比块状石英的大[18~20]。其中一小部分带宽增加是由于光纤中声模的导波特性[15],然而绝大部分是由于沿光纤长度方向的纤芯截面不均匀。光纤的数值孔径也在 SBS 增益谱的展宽中起作用[25]。由于这些因素对每一种光纤而言都是特有的,因而不同的光纤有不同的布里渊增益带宽 $\Delta\nu_B$,甚至在 1.55 μm 波长区能够超过 100 MHz。

表示布里渊增益的式(9.1.4)是在稳态条件下得到的,因而对谱宽 $\Delta\nu_p$ 远小于布里渊增益带宽 $\Delta\nu_B$ 的连续或准连续波泵浦(脉宽 $T_0 \gg T_B$)有效。对脉宽 $T_0 < T_B$ 的泵浦脉冲,与由式(9.1.5)得到的结果相比,布里渊增益显著减小[5]。确实,若脉宽比声子寿命短得多($T_0 < 1$ ns),则布里渊增益就会减小到喇曼增益以下,这样的泵浦脉冲能通过 SRS 产生前向传输的喇曼脉冲,有关内容可见 8.3 节。

即使是连续波泵浦,若其谱宽 $\Delta\nu_p$ 超过了 $\Delta\nu_B$,则布里渊增益也会显著减小,在用多模激光器泵浦时,就会出现这种情况。对相位在比声子寿命 T_B 短的时间尺度上迅变的单模泵浦激光器,也会出现这种情况。详细的计算表明[26~28],宽带泵浦条件下,布里渊增益取决于泵浦波的相干长度和 SBS 互作用长度的相对大小,其中相干长度定义为 $L_{\text{coh}} = c/(n_p\Delta\nu_p)$,SBS 互作用长度 L_{int}定义为斯托克斯波振幅有明显变化的长度。若 $L_{\text{coh}} \gg L_{\text{int}}$,则 SBS 过程与纵模间隔超过 ΔV_B 的泵浦激光器的模结构无关,且经过几个互作用长度后,布里渊增益近似与单模激光器泵浦的布里渊增益相同[26];反之,若 $L_{\text{coh}} \ll L_{\text{int}}$,则布里渊增益显著减小。后一种情况通常适用于光纤,只要光纤损耗不太大,其互作用长度与光纤长度 L 相当。当泵浦波具有宽为 $\Delta\nu_p$ 的洛伦兹线形时[28],其增益谱仍可由式(9.1.4)给出,但布里渊增益的峰值降至原来的$(1+\Delta\nu_p/\Delta\nu_B)$倍。结果,当 $\Delta\nu_p \gg \Delta\nu_B$ 时,SBS 阈值增大很多。

9.2　准连续 SBS

与 SRS 过程类似,光纤中 SBS 的形成需要考虑泵浦波和斯托克斯波之间的互作用。本节将介绍一种适合连续或准连续波条件下的简单理论,并用其讨论布里渊阈值的概念。

9.2.1　布里渊阈值

在稳态条件下(适用于连续或准连续波泵浦),SBS 过程用类似于方程(8.1.2)和方程(8.1.3)的两个耦合方程描述。考虑到斯托克斯波与泵浦波的传输方向相反,它们之间唯一的区别是 $\mathrm{d}I_s/\mathrm{d}z$ 的符号不同。再做两个简化。首先,由于布里渊频移相对较小,则 $\omega_p \approx \omega_s$;其次,基于同样的理由,泵浦波和斯托克斯波有几乎相同的光纤损耗,即 $\alpha_p \approx \alpha_s \equiv \alpha$。由以上假设,则方程(8.1.2)和方程(8.1.3)变为

$$\frac{\mathrm{d}I_p}{\mathrm{d}z} = -g_B I_p I_s - \alpha I_p \tag{9.2.1}$$

$$-\frac{\mathrm{d}I_s}{\mathrm{d}z} = g_B I_p I_s - \alpha I_s \tag{9.2.2}$$

在不考虑光纤损耗的情况下($\alpha = 0$),易证 $\mathrm{d}(I_p - I_s)/\mathrm{d}z = 0$,即 $I_p - I_s$ 沿光纤保持为一常量。

方程(9.2.1)和方程(9.2.2)暗含了反向传输的泵浦波和斯托克斯波沿相同方向线偏振,并且其偏振态在光纤中保持不变这一假设,当两光波沿保偏光纤其中一个主轴方向偏振时,就属于这种情形。

为估算布里渊阈值,可以忽略泵浦消耗。将 $I_p(z) = I_p(0)\mathrm{e}^{-\alpha z}$代入方程(9.2.2),并对其在整个光纤长度 L 上积分,可以发现后向斯托克斯波的强度按下面的关系式指数增加:

$$I_s(0) = I_s(L)\exp(g_B P_0 L_{\text{eff}}/A_{\text{eff}} - \alpha L) \tag{9.2.3}$$

式中,$P_0 = I_p(0)A_{\text{eff}}$为输入泵浦功率,$A_{\text{eff}}$为有效模场面积,有效光纤长度的定义见式(4.1.6)。

式(9.2.3)表明了一个在 $z = L$ 处入射的后向斯托克斯信号,是如何因 SBS 产生的布里渊增益而增长的。实际上,通常没有这样的信号馈入(除非光纤作为布里渊放大器),而斯托克斯波是从在整个光纤中发生的自发布里渊散射提供的噪声中建立起来的。与 SRS 类似,噪声功率等价于在增益恰好等于光纤损耗处,每个模式注入一个假想光子。按照 8.1.2 节的方法,利用下面的式子可估算布里渊阈值[7]:

$$g_B(\Omega_B)P_{cr}L_{eff}/A_{eff} \approx 21 \tag{9.2.4}$$

式中,布里渊增益峰值 $g_B(\Omega_B)$ 由式(9.1.5)给出,P_{cr} 是临界泵浦功率。读者可以将这一阈值条件和式(8.1.13)给出的 SRS 的阈值条件进行对比。

为估算 SBS 的阈值功率,首先考虑在工作于 1.55 μm 附近的典型光通信系统中可能遇到的长光纤段($L > 50$ km)。由于在这种条件下满足 $\alpha L \gg 1$,所以 $L_{eff} = 1/\alpha$,$P_{cr} = 21\alpha A_{eff}/g_B$。若利用光纤参量的典型值,即 $A_{eff} = 50\ \mu m^2$,$\alpha = 0.2$ dB/km,$g_B = 5\times10^{-11}$ m/W,则由式(9.2.4)可求出临界泵浦功率 P_{cr} 约为 1 mW。如此之低的布里渊阈值是光纤太长造成的。如果光纤很短,比如 $L = 1$ m,则阈值功率将增大到 20 W。利用纤芯更粗因而有效模场面积也更大的光纤,布里渊阈值甚至能增大更多。

9.2.2 偏振效应

由式(9.2.4)预测的布里渊阈值功率仅仅是一个近似值,而在实际中有多个因素能够造成有效布里渊增益的降低,其中一个重要因素是布里渊增益的偏振相关特性。与图 8.1 所示的喇曼增益不同,当泵浦波和斯托克斯波是正交偏振的线偏振光时,布里渊增益为零[29]。结果,若泵浦波和斯托克斯波以 45°角线偏振入射到保偏光纤中,则有效 SBS 增益将减小一半。

若光纤中存在残余双折射的起伏,情况将更加复杂。当只有泵浦波入射到这种光纤中时,发生在光纤后端面的自发布里渊散射可以作为斯托克斯波的种子光。然而,由于该种子光被泵浦波放大,光纤的残余双折射将以随机方式改变泵浦波和斯托克斯波的偏振态,结果有效布里渊增益因为这种偏振变化而减小,SBS 阈值会变得更大。然而,通常泵浦波和斯托克斯波不能保持线偏振态,因而增强因子并不等于 2。

尽管完整的分析比较复杂,但仍可通过简单的物理论证估算增益衰减因子[30]。首先要注意的是,斯托克斯波是通过一个以声速移动的光栅的反射在后向产生的;其次,即使斯托克斯波和泵浦波有相同的偏振态,偏振态的旋向也会因反射而改变。从数学意义上讲,如果光波的方向反转,则斯托克斯矢量的垂直分量 s_3 将改变符号。这样,对任意偏振的泵浦波和斯托克斯波,SBS 效率由下面的式子决定:

$$\eta_{SBS} = \tfrac{1}{2}(1+\hat{s}\cdot\hat{p}) = \tfrac{1}{2}(1+s_1p_1+s_2p_2-s_3p_3) \tag{9.2.5}$$

式中,$\hat{s} = (s_1, s_2, s_3)$ 和 $\hat{p}(p_1, p_2, p_3)$ 分别表示邦加球上斯托克斯波和泵浦波的单位矢量。由该式可以看出,对于同偏振和正交偏振的泵浦波和斯托克斯波,SBS 效率分别为 $1 - s_3^2$ 和 s_3^2。仅在泵浦波和斯托克斯波线性且正交偏振的特殊情形下($s_3 = 0$),SBS 效率才降为零[29]。

若偏振态改变是由双折射起伏引起的,则 s_3 将随机变化,并取[−1,1]区间内所有可能的值。如果注意到 $s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 = 1$ 且三个分量有相同的平均值,容易得到 s_3^2 的平均值为 1/3。于是对于同偏振情形,平均 SBS 效率等于 2/3,因此应将方程(9.2.1)和方程(9.2.2)中的 SBS 增益 g_B 以因子 2/3 减小。由于式(9.2.4)中的阈值功率与布里渊增益成反比,阈值将以因子 3/2 增加,也就是说,当邦加球上泵浦波的偏振态因双折射起伏而变得完全混乱时,SBS 阈值将增大 50%[30]。

9.2.3 控制 SBS 阈值的方法

在推导 SBS 阈值功率的表达式(9.2.4)时,假设沿整个光纤长度的纤芯截面是完美且均匀的圆形,而实际中这种情况相当少见。当对光纤纤芯掺杂以提高其折射率时,掺杂浓度沿纤芯径向的分布是不均匀的。掺杂浓度沿径向的变化将导致该方向声速的微小改变,结果 SBS 阈值在一定程度上取决于制造光纤时的不同掺杂[31]。对于石英光纤,常用的纤芯掺杂元素是锗。在掺锗光纤的纤芯中心附近,声速以 $v_A = 5.944(1 - b_x x)$ km/s 减小,式中 $b_x = 0.0072$,x 代表掺锗的浓度(百分比)[23]。例如,锗掺杂 10%(重量)将使纤芯中心的声速减小 7.2%。由于这种径向效应,可能设计出 SBS 阈值是标准阶跃折射率设计的两倍的折射率分布[32]。

光纤参量沿光纤长度的变化甚至有助于控制 SBS 的阈值。原因在于后向传输的斯托克斯波沿光纤长度以指数形式增长。若这种指数增长被某种机制中断,则 SBS 阈值被迫显著增大。例如,如果布里渊频移 ν_B 沿光纤长度是不均匀的,则当频移量大于 SBS 增益带宽时,由于布里渊增益大幅度下降,斯托克斯波将停止增长。由式(9.1.3)可以看出,ν_B 与泵浦波长处的声速 v_A 及模折射率 n_p 都有关系,如果其中一个参量沿光纤长度变化,那么 ν_B 就会发生位移。

模折射率 n_p 不仅取决于光纤参量值,如芯径和掺杂浓度,而且还和环境因素(如温度和应力)有关。为抑制 SBS 而发展起来的几种方法就利用了这一特性[33~38]。例如,通过沿光纤长度方向有意改变芯径,SBS 阈值能增加两倍以上[35]。在这一思想的一个变形中,用不均匀掺杂的方法使 ν_B 沿光纤长度变化[36]。在 1.55 μm 附近的波长区,这样的光纤的 SBS 阈值超过 30 mW。在另一种方法中,通过在成缆过程中扭曲光纤,沿光纤施加一个正弦应变[34]。这种扭曲使 ν_B 以分布方式周期性地位移,将布里渊增益带宽从 50 MHz 扩展到 400 MHz。由于增益 g_B 的峰值减小,阈值功率从 5 mW 增加到 30 mW 以上。沿光纤长度的温度梯度也能通过以分布方式位移 ν_B 来增大 SBS 阈值。在 1993 年的一个实验中[33],沿 1.6 km 长的光纤分布有 37℃的温差,阈值功率可以从 4.5 mW 增大到 10 mW。在 2001 年的一个实验中[38],沿 100 m 长的光纤分布有 140℃的温差,SBS 阈值增加了 3 倍。

以上方法或者需要专门设计的光纤,或者在实际中实现起来比较麻烦。基于这个原因,一个常用的抑制 SBS 的方法是,在泵浦波入射到光纤中之前调制它的相位。已经证明[39],相位调制等效于沿光纤长度方向改变 Ω_B。实际中,利用电光相位调制器对泵浦波的相位进行正弦调制,调制频率 $\Delta\nu_m$ 一般选择在 200~400 MHz 范围。由于有效布里渊增益以因子$(1 + \Delta\nu_m/\Delta\nu_B)$减小,SBS 阈值以同样的因子增大。扫频扩展频谱技术作为相位调制技术的一个变形[40],早在 1994 年就用在四波混频实验中[41]。利用相位调制技术,入射功率可以增加 10 倍甚至更多。将1 Gbps 或更高比特率的伪随机比特模式加到相位调制器上[42],或者利用多个调制频率[43],甚至可能得到更大的增强因子。

已经在几个方面对相位调制思想进行了延伸。一种方案利用保偏光纤并结合相位调制器在泵浦波的两正交偏振分量之间产生周期变化的微分相移,通过合理选择调制器参数,偏振度可以减小到零,从而产生退偏振光,并大大提升了 SBS 阈值[44]。另外一种方案利用交叉相位调制(cross-phase modulation,XPM)这种非线性效应,对光纤内的连续泵浦波施加啁啾[45]。在这种情形中,波长不同的另外一束规则脉冲或伪随机脉冲序列和连续泵浦波一起入射进光纤,XPM 感应的相移将调制连续波的相位,因为这一相移仅在副信道中存在一个脉冲的时间间隔内才能产生。

光纤光栅也能用于增大 SBS 阈值。光纤布拉格光栅设计成对前向传输泵浦波透明,而通过

SBS 产生的斯托克斯频谱完全落在它的阻带内[46]。结果,斯托克斯波被光栅反射并和泵浦波一起前向传输。新的斯托克斯波仍可在光纤段内产生,直到被光栅反射,但其功率大幅度降低,因为它不得不从噪声中产生,并在更短的长度上被放大。对于短光纤,在中间位置放一个光栅就足够了;但对于长光纤,需要使用多个光栅。

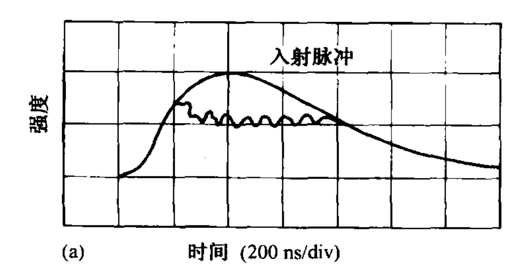
最近,掺镱光纤激光器和放大器已经用于产生高功率(大于 1 kW)连续波输出,以及能量大于 1 μJ 的 Q 开关脉冲[47~51]。SBS 常常是一个限制因素,因此对它的控制是必不可少的。由于 SBS 阈值随光纤长度线性变化,因此采用高掺镱的短光纤。式(9.2.4)中的有效模场面积 $A_{\rm eff}$ 随芯径的平方变化,采用大芯径光纤可以显著增大 SBS 的阈值。这一方法已被新式掺镱光纤激光器所采用。在 2004 年的一个实验中[50],采用芯径为 40 μm 且有效模场面积 $A_{\rm eff}$ 约为 900 μm² 的光纤,直接由掺镱光纤激光器产生 1.36 kW 的连续光。至于 Q 开关光纤激光器,其输出脉冲能量一般小于 1 μJ,但通过一台或更多台掺镱光纤放大器,可以进一步增大脉冲能量。在 2004 年的一个实验中[49],采用终端放大器产生了重复频率为 4 kHz 且能量为 290 μJ 的 100 ps 脉冲,其中终端放大器所用光纤长 1.8 m,芯径为 50 μm。Q 开关脉冲的峰值功率接近 2.2 kW 的 SBS 阈值功率。

对于大芯径光纤,式(9.2.4)预测的 SBS 阈值仅是一个近似值,因为在推导式(9.2.4)时假设光纤是单模光纤。芯径大于 25 μm 的光纤可以容纳数百个模式,不仅输入功率要在这么多光纤模式之间分配,而且每个泵浦模式也能对多个斯托克斯模式有贡献。因此,多模光纤的布里渊阈值是不容易估计的[52~55]。详细的分析表明,多模光纤的阈值泵浦功率要比式(9.2.4)预计的高,要乘以一个和光纤数值孔径及芯径有关的增强因子[53]。对于在 1.06 μm 附近波长的数值孔径为 0.2 的光纤,阈值泵浦功率预计以两倍因子增大。

9.2.4　实验结果

1972 年,在演示光纤中的 SBS 的实验中[6],用工作波长为 535.5 nm 的氙激光器作为相对宽(约为 1 μs)的泵浦脉冲源。由于光纤的损耗很高(约为 1300 dB/km),实验中只用了一小段光纤($L=5\sim20$ m)。对于 5.8 m 长的光纤,测得的布里渊阈值为 2.3 W;对于 20 m 长的光纤,阈值下降到 1 W 以下。若用有效模场面积的估计值 $A_{\rm eff}=13.5\ \mu{\rm m}^2$,则此实验结果与式(9.2.4)十分吻合,布里渊频移 $\nu_B=32.2$ GHz,也与式(9.1.3)相符。

对于发生在 5.8 m 长光纤中的 SBS,图 9.3 给出了入射和透射泵浦脉冲及相应斯托克斯脉冲的波形。图中的振荡结构是由于驰豫振荡引起的,其起因将在 9.4.4 节中讨论。60 ns 的振荡周期对应于在光纤内往返一次的时间。由于 SBS 只把功率超过布里渊阈值的泵浦脉冲中央部分的能量转移给斯托克斯脉冲,因而斯托克斯脉冲比泵浦脉冲更窄,结果斯托克斯脉冲的峰值功率能超过泵浦脉冲的入射峰值功率。确实,由于斯托克斯脉冲强度如此增加,当其峰值功率远远大于入射脉冲峰值功率时,会使光纤遭到永久性损坏[6]。



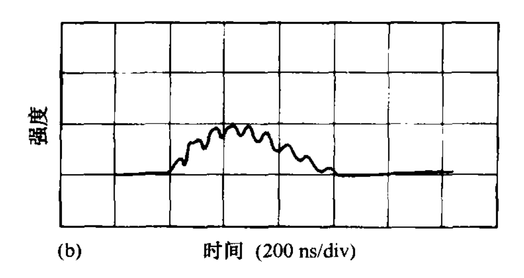


图 9.3　(a) 入射和透射的泵浦脉冲;(b) 5.8 m 长光纤中由 SBS 产生的斯托克斯脉冲[6]

在大部分早期实验中,由于光纤损耗相当大,布里渊阈值相对较高(大于 100 mW)。如前面提到的,若用低损耗的长光纤,则布里渊阈值可低至 1 mW。一个实验[56]用波长为 0.71 μm 且连续运转的单纵模环形腔染料激光器泵浦损耗为 4 dB/km 的 4 km 长光纤,测得其布里渊阈值为 30 mW。而在后来的实验中[57],利用波长为 1.32 μm 的连续 Nd:YAG 激光器泵浦,使阈值功率下降到了 5 mW。图 9.4 为实验装置示意图,图中的隔离器可阻止斯托克斯波进入激光器。在此实验中,连续泵浦波的频谱宽度为 1.6 MHz,远小于布里渊增益带宽;所用单模光纤长 13.6 km,损耗仅为 0.41 dB/km,因而其有效长度为 7.66 km。实验测量了不同入射泵浦功率下的透射功率和反射功率,图 9.5 给出了实验数据。在较低的入射功率下,反射信号只是简单地由光纤-空气界面处引起的 4% 的反射;当入射功率约为 5 mW 时达到布里渊阈值,表现为反射功率通过 SBS 有了显著增大,同时由于泵浦消耗,透射功率下降;当入射功率超过 10 mW 时,透射功率达到约为 2 mW 的饱和功率水平,而 SBS 的转换效率接近 65%。

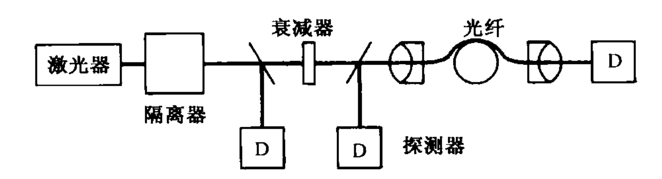


图 9.4 用于观察光纤中的 SBS 效应的实验装置示意图[57]

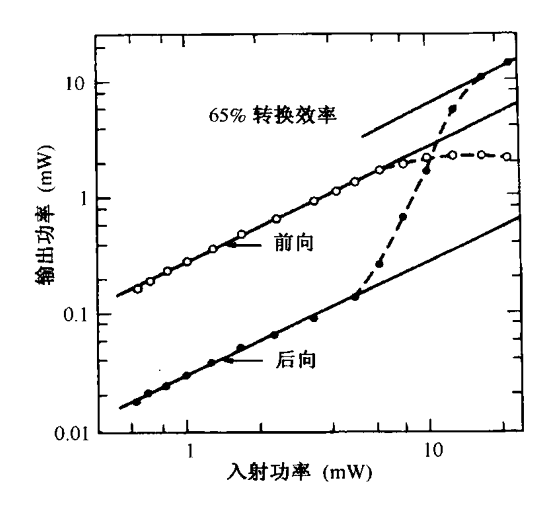


图 9.5 透射功率(前向)和反射功率(后向)随入射到 13.6 km 长单模光纤中的功率的变化[57]

在 1987 年的一个实验中[58],利用 1.3 μm 的半导体激光器观察 SBS,该激光器采用了分布反馈机制,可发射谱宽约为 10 MHz 的单纵模光。连续泵浦光耦合到损耗为 0.46 dB/km 的 30 km 长光纤中,光纤有效长度约为 9 km,当泵浦功率为 9 mW 时达到布里渊阈值。为检验泵浦激光器的带宽是否会影响 SBS 阈值,用带宽只有 20 kHz 的 Nd:YAG 激光对其进行了测量,其结果实际上与半导体激光器得到的结果相同,这表明布里渊增益带宽 $\Delta\nu_B$ 远大于 15 MHz。如 9.1.2 节中提到的,由于光纤的非均匀性,其布里渊增益带宽比块状石英中的值(在 1.3 μm 处约为 22 MHz)增大了不少。另外,1.55 μm 附近的阈值功率可相当小(约为 1 mW),因为在此波长光纤的损耗相对较小(0.2 dB/km)。

在大多数 SBS 实验中,必须在激光器和光纤之间使用光隔离器,以避免激光腔镜把斯托克斯信号反馈回光纤中。在无隔离器的情况下,有相当一部分斯托克斯功率被馈入光纤。在一个

实验中[59]，约有 30% 的斯托克斯功率被反射回去而在前向出现。由于反馈，频谱中出现了好几级斯托克斯和反斯托克斯谱线。图 9.6 给出了在 53 m 长光纤中发生 SBS 时，其前向和后向的输出频谱。相邻两谱线之间的间隔为 34 GHz，精确地对应 $\lambda_p = 514.5$ nm 时的布里渊频移。反斯托克斯分量则是由共同传输的泵浦波和斯托克斯波的四波混频产生的（见 10.1 节）。当低级斯托克斯波的功率高到满足式(9.2.4)给定的布里渊阈值条件时，就会产生更高级的斯托克斯波。即使利用光隔离器来抑制外反馈，光纤中的瑞利散射也可以为 SBS 过程提供内反馈。在 1998 年的一个实验中[60]，当用 1.06 μm 的连续波泵浦 300 m 长的高损耗光纤时，内反馈过程相当强，从而产生了激光。

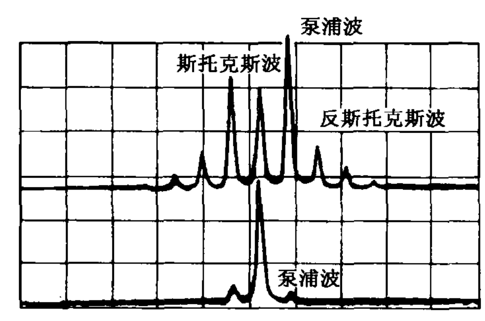


图 9.6　激光器和光纤间无隔离器时的输出频谱，前向（上图）和后向（下图）均有多级斯托克斯波和反斯托克斯波[59]

9.3　光纤布里渊放大器

与 SRS 类似，SBS 在光纤中产生的增益能用来放大频率相对泵浦频率以等于布里渊频移的量位移的弱信号。当然，要通过 SBS 使功率从泵浦波转移到信号中，泵浦波和输入信号必须以相反方向在单模光纤中传输。光纤布里渊放大器最早在 20 世纪 80 年代得到研究[61~72]，对光纤传感和其他一些应用比较有用。

9.3.1　增益饱和

当泵浦波和信号在光纤中反向传输时，如果其频率差等于布里渊频移（约为 10 GHz），则大部分泵浦功率能转移到斯托克斯波中。一开始，信号功率按照式(9.2.3)以指数形式增大，然而当布里渊增益开始饱和时，增长速度就会减慢。考虑泵浦消耗，就需要解方程(9.2.1)和方程(9.2.2)，但其通解有些复杂[73]。然而，若忽略光纤损耗（$\alpha = 0$），则可以利用 $\mathrm{d}(I_p - I_s)/\mathrm{d}z = 0$。设 $I_p - I_s = C$，其中 C 是常量，沿整个光纤长度对方程(9.2.2)积分可得

$$\frac{I_s(z)}{I_s(0)} = \left(\frac{C + I_s(z)}{C + I_s(0)}\right)\exp(g_B C z) \tag{9.3.1}$$

利用 $C = I_p(0) - I_s(0)$，可得斯托克斯光强 $I_s(z)$ 为[4]

$$I_s(z) = \frac{b_0(1-b_0)}{G(z) - b_0} I_p(0) \tag{9.3.2}$$

式中，$G(z) = \exp[(1-b_0)g_0 z]$，且有

$$b_0 = I_s(0)/I_p(0) \qquad g_0 = g_B I_p(0) \tag{9.3.3}$$

参量 b_0 是 SBS 效率的量度，它表明有多少输入泵浦功率转换成斯托克斯功率；参量 g_0 是 SBS 过程的小信号增益。

对在 $z=L$ 处入射输入信号而在 $z=0$ 处入射泵浦波的布里渊放大器,式(9.3.2)描述了布里渊放大器中的斯托克斯光强随光纤长度的变化规律。图 9.7(a)给出了对两个不同的输入信号,即 $b_{\text{in}}=I_s(L)/I_p(0)=0.001$ 和 $b_{\text{in}}=0.01$ 时斯托克斯功率的变化。$g_0L=10$ 对应于未饱和放大增益为 e^{10}或 43 dB。由于泵浦消耗的缘故,净增益小得多。尽管如此,对 $b_{\text{in}}=0.001$ 和 $b_{\text{in}}=0.01$,还是分别有 50%和 70%的泵浦功率转移给了斯托克斯波。还应注意的是,绝大部分的功率转移发生在光纤长度的前 20%。

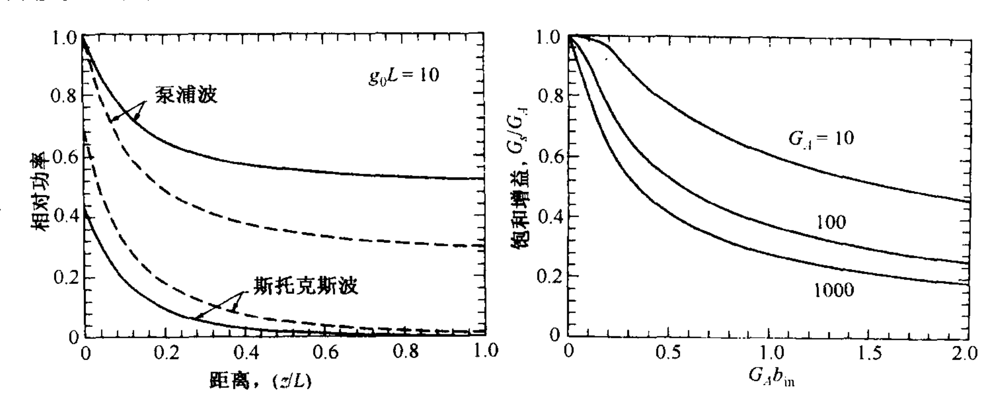


图 9.7 (a) 对于 $b_{\text{in}}=0.001$(实线)和 $b_{\text{in}}=0.01$(虚线),归一化泵浦功率和斯托克斯功率沿光纤长度的演化;(b) 饱和增益随斯托克斯输出功率 G_Ab_{in}的变化

如果定义放大器的饱和增益为

$$G_S=I_s(0)/I_s(L)=b_0/b_{\text{in}} \tag{9.3.4}$$

并引入未饱和增益 $G_A=\exp(g_0L)$,则可以利用式(9.3.2)得到光纤布里渊放大器的饱和特性。图 9.7(b)通过在几个不同 G_A 值下绘出的 G_s/G_A 与 G_Ab_{in}的关系曲线给出了增益饱和特性,读者应将此曲线图与表示喇曼放大器饱和特性的图 8.9 进行对比。对在 20~30 dB 范围内的 G_A,当 $G_Ab_{\text{in}}\approx0.5$时,饱和增益下降到 1/2(或 3 dB),当放大信号的功率是输入泵浦功率的 50%左右时,就满足了这个条件。由于泵浦功率一般为 1 mW 左右,光纤布里渊放大器的饱和功率也约为 1 mW。

9.3.2 放大器设计和应用

如果一台半导体激光器工作在单纵模状态,且其谱宽远小于布里渊增益带宽,那么它可作为光纤布里渊放大器的泵浦源。分布反馈或外腔半导体激光器[74]最适宜泵浦光纤布里渊放大器。在 1986 年的一个实验中[61],用两台线宽小于 0.1 MHz 的外腔半导体激光器分别作为泵浦和探测光源,这两台激光器均以连续方式运转且在 1.5 μm 附近的波长区可调。图 9.8 为实验装置示意图,泵浦激光器的输出经 3 dB 耦合器进入 37.5 km 长的光纤,探测激光器提供在光纤另一端入射的弱信号(约为 10 μW),为使布里渊增益达到最大,探测波长在布里渊频移($\nu_B=11.3$ GHz)附近可调。测得的放大倍数随泵浦功率指数增长,与式(9.3.4)预期的相符。若忽略增益饱和,则放大倍数可写为

$$G_A=I_s(0)/I_s(L)=\exp(g_BP_0L_{\text{eff}}/A_{\text{eff}}-\alpha L) \tag{9.3.5}$$

由于实验所用光纤较长,当泵浦功率仅为 3.7 mW 时,放大器增益约为 16 dB($G_A=40$)。

只有当放大信号功率维持在饱和功率水平以下时,信号功率才随泵浦功率的增加而按指数

规律增大。当

$$G_A(P_{in}/P_0) \approx 0.5 \tag{9.3.6}$$

时，饱和增益 G_s 下降了 3 dB。G_A 在 20 ~ 30 dB 之间，式中 P_{in} 是被放大信号的输入功率。正如在 9.3.1 节中讨论的，光纤布里渊放大器的饱和功率约为 1 mW。尽管存在增益饱和，光纤布里渊放大器在泵浦功率低于 10 mW 时仍能提供 30 dB 的增益。然而，由于布里渊增益带宽 $\Delta\nu_B < 100$ MHz，因而这种放大器的带宽也低于 100 MHz，与带宽超过 5 THz 的喇曼放大器形成鲜明对比。实际上，信号与泵浦频率差应与布里渊频移 ν_B（在 1.55 μm 波长区约为 11 GHz）相匹配，精度要优于 10 MHz。鉴于此，布里渊放大器并不适合放大光纤通信系统中的信号。

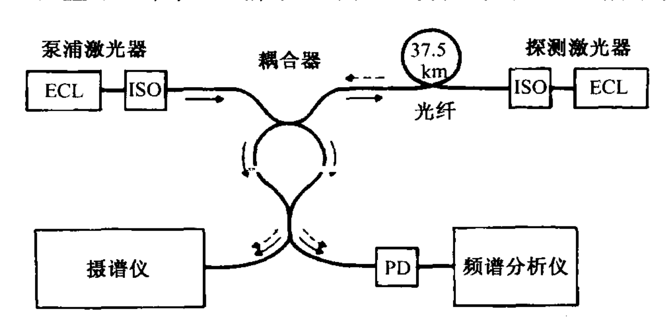


图 9.8 光纤布里渊放大器示意图，ECL，ISO 和 PD 分别表示外腔半导体激光器、光隔离器和光探测器，实箭头和虚箭头分别表示泵浦和探测激光的光径[61]

布里渊放大器对选择放大是有利的[62~64]，在此类应用的一个实例中，有选择地放大调制信号的载波，而其余的调制边带未被放大[75]。除了被放大的载波起参考信号的作用外，其基本原理与零差探测类似，这就省略了必须与发射机实现相位锁定的本机振荡器（通常这是一个令人感到棘手的任务）。在验证这一方案的实验中[62]，即使调制频率低至 80 MHz，载波还是比调制边带多放大了 30 dB。通过合理设计，当比特率超过 100 Mbps 时很有可能将灵敏度提高 15 dB 甚至更高。若泵浦频率和载波频率的差值并不严格与布里渊频移匹配，则限制灵敏度提高的因素将是由泵浦波感应的非线性相移（一种交叉相位调制）。计算结果表明[63]，对 0.1 rad 的相位稳定性，载波与泵浦频率差偏离布里渊频移必须在 100 kHz 以内。非线性相移还能在频率调制信号中引起不希望的振幅调制[66]。

窄带布里渊放大器的另一个应用是作为可调谐窄带光学滤波器，用于高密集多信道通信系统的信道选择[64]。若信道间隔超过布里渊增益带宽 $\Delta\nu_B$，而比特率却小于 $\Delta\nu_B$，则通过调谐泵浦光能选择一特定的信道放大。1986 年，这一方案通过用可调谐色心激光器作为泵浦源得到了验证[64]。两个 45 Mbps 信道在 10 km 长的光纤中进行传输，泵浦频率调节到每个信道的布里渊频移附近，当泵浦功率为 14 mW 时，则每一信道被放大 20 ~ 25 dB。更重要的是，当信道间隔超过 140 MHz 时，每一信道均可以低误码率（小于 10^{-8}）探测。由于典型的 $\Delta\nu_B < 100$ MHz，信道间隔最小可达 1.5 $\Delta\nu_B$，而不会使相邻信道发生串扰。利用半导体激光器泵浦的布里渊增益已被用来作为窄带放大器[67]，放大比特率达 250 Mbps 的信号。

SBS 还被用来制作分布光纤传感器，它能够在相当长的距离上探测温度和应变的变化[76~85]。SBS 用于光纤传感器的基本思想很简单，其容易通过式(9.1.3)来理解。因为布里渊频移取决于光纤模式的有效折射率，一旦石英的折射率随局部环境的变化而改变，布里渊频移则发生变化。温度和应变都能改变石英的折射率，通过监控布里渊频移沿光纤长度方向的变

化,就可能绘出较长距离上温度或应变的分布图,在此距离上探测到的 SBS 信号具有很高的信噪比。

这一基本思想已经在几个分布传感实验中实现。在实验中,在光纤的两端分别注入波长可调的连续探测光(信号)和泵浦脉冲,仅当泵浦脉冲和信号的频率差正好等于布里渊频移时,连续信号才通过 SBS 放大。泵浦脉冲发射和接收到探测信号增强之间的时间延迟,就说明了布里渊放大产生的精确位置。通过调节探测频率和测量时间延迟,即可得到整个光纤长度上的温度或应变的分布。一个实验[78]用两台二极管泵浦的 1.319 μm 波长的 Nd:YAG 激光器分别作为泵浦和探测光源,这两台激光器的频率差是通过温度调谐探测激光器的谐振腔调节的,用布拉格盒作为光开关产生 0.1~1 μs 的泵浦脉冲,对 22 km 长光纤实现了 10 m 的空间分辨率和 1℃的温度分辨率。在后来的一个实验中[79],将空间分辨率提高到 5 m,光纤长度增加到 32 km。对分布应变传感也得到相似的性能,利用布里渊损耗已实现了空间分辨率为 5 m 的 20 微应变分辨率[79],甚至还可以利用单个光纤传感器同时测量温度和应变[80~82]。

9.4 SBS 动力学

由于 SBS 过程中的介质响应时间由声子寿命决定,对石英光纤,该值一般小于 10 ns,因此 SBS 的动力学特性比 SRS 更重要。仅当泵浦脉宽达 100 ns 或更宽时,准连续处理才是合理的。当脉冲宽度约为 10 ns 时,有必要考虑参与 SBS 过程的声模的动力学特性。本节将重点讨论这种与时间有关的效应。

9.4.1 耦合振幅方程

耦合强度方程(9.2.1)和方程(9.2.2)只有在稳态条件下才是成立的。为了将 SBS 的瞬态效应包括在内,需要利用以下物质方程[10]求解麦克斯韦波动方程(2.3.1):

$$\frac{\partial^2\rho'}{\partial t^2}-\Gamma_A\nabla^2\frac{\partial\rho'}{\partial t}-v_A^2\nabla^2\rho'=-\varepsilon_0\gamma_e\nabla^2(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{E}) \tag{9.4.1}$$

式中,$\rho'=\rho-\rho_0$ 是局部密度 ρ 相对平均密度 ρ_0 的变化,Γ_A 是阻尼系数,$\gamma_e=\rho_0(\mathrm{d}\epsilon/\mathrm{d}\rho)_{\rho=\rho_0}$ 是 9.1 节中引入的电致伸缩常数。式(2.3.1)中的非线性极化强度 $\boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}$ 要增加一个与 ρ' 有关的附加项,即有

$$\boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}=\varepsilon_0[\chi^{(3)}\vdots\boldsymbol{EEE}+(\gamma_e/\rho_0)\rho'\boldsymbol{E}] \tag{9.4.2}$$

式中,忽略了喇曼效应对非线性极化的贡献。

为简化下面的分析,假设所有场都沿 x 轴线偏振,并引入慢变场 A_p 和 A_s,则总的场可写为

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)=\hat{x}\mathrm{Re}[F_p(x,y)A_p(z,t)\exp(ik_pz-i\omega_pt)+F_s(x,y)A_s(z,t)\exp(-ik_sz-i\omega_st)] \tag{9.4.3}$$

式中,$F_j(x,y)$ 是泵浦波($j=p$)或斯托克斯波($j=s$)的模分布。同样,密度变化 ρ' 可以写为

$$\rho'(\boldsymbol{r},t)=\mathrm{Re}[F_A(x,y)Q(z,t)\exp(ik_Az-i\Omega t)] \tag{9.4.4}$$

式中,$\Omega=\omega_p-\omega_s$,$F_A(x,y)$ 是振幅为 $Q(z,t)$ 的声模的空间分布。若有多个声模参与 SBS 过程,则式(9.4.4)中应是所有声模的和。下面考虑与布里渊增益谱中的主峰有关的声模。

利用式(9.4.1)至式(9.4.4)和式(2.3.1),并采用慢变包络近似,可以得到下面的三个耦合振幅方程:

$$\frac{\partial A_p}{\partial z}+\frac{1}{v_g}\frac{\partial A_p}{\partial t}=-\frac{\alpha}{2}A_p+i\gamma(|A_p|^2+2|A_s|^2)A_p+i\kappa_1 A_s Q \tag{9.4.5}$$

$$-\frac{\partial A_s}{\partial z}+\frac{1}{v_g}\frac{\partial A_s}{\partial t}=-\frac{\alpha}{2}A_s+i\gamma(|A_s|^2+2|A_p|^2)A_s+i\kappa_1 A_p Q^* \tag{9.4.6}$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t}+v_A\frac{\partial Q}{\partial z}=-[\tfrac{1}{2}\Gamma_B+i(\Omega_B-\Omega)]Q+\frac{i\kappa_2}{A_{\text{eff}}}A_p A_s^* \tag{9.4.7}$$

式中，$\Gamma_B=k_A^2\Gamma_A$ 是声阻尼率。由于 A_p 是归一化的，因此 $|A_p^2|$ 表示功率。耦合系数定义为

$$\kappa_1=\frac{\gamma_e\omega_p}{2n_p c\rho_0}\qquad \kappa_2=\frac{\gamma_e\omega_p}{c^2 v_A} \tag{9.4.8}$$

方程(9.4.5)至方程(9.4.7)描述了一般条件下 SBS 的动力学行为[86~94]，其中包括了 SPM 和 XPM 这两种非线性效应，但忽略了色散效应。由于脉冲宽度通常超过 1 ns，所以色散长度很大，GVD 对 SBS 几乎不起作用，因此忽略色散项是合理的。泵浦波和斯托克斯波的频率差也很小(约为10 GHz)，因此两波的 γ 值和 α 值近似相等。方程(9.4.7)中的有效模场面积定义为[32]

$$A_{\text{eff}}=\frac{\langle|F_p(x,y)|^2\rangle\langle|F_s(x,y)|^2\rangle\langle|F_A(x,y)|^2\rangle}{|\langle F_p(x,y)F_s^*(x,y)F_A^*(x,y)\rangle|^2}\approx\frac{[\langle|F_p(x,y)|^2\rangle]^2\langle|F_A(x,y)|^2\rangle}{|\langle|F_p(x,y)|^2F_A^*(x,y)\rangle|^2} \tag{9.4.9}$$

式中，角括号表示对整个 x-y 域积分，而且考虑到泵浦波和斯托克斯波的波长差很小，故有 $F_p\approx F_s$。当声模占据的面积比光纤基模大得多时，这一表达式可简化为式(2.3.30)，即有效模场面积的传统定义式。最后一个简化是，与光波的速度相比，声波速度慢得多($v_A/v_g<4\times10^{-5}$)，因此实际中方程(9.4.7)中 z 的导数项可以忽略。

对脉宽 $T_0\gg T_B=\Gamma_B^{-1}$ 的泵浦脉冲，方程(9.4.5)至方程(9.4.7)可大大简化，因为声波振幅 Q 迅速衰减到其稳态值，方程(9.4.7)中的两个导数项可以忽略。若泵浦和斯托克斯脉冲的峰值功率相当低，则 SPM 和 XPM 效应也可以忽略。如果定义功率 $P_j=|A_j|^2$($j=p$ 或 s)，那么 SBS 过程可用下面两个简单的方程描述：

$$\frac{\partial P_p}{\partial z}+\frac{1}{v_g}\frac{\partial P_p}{\partial t}=-\frac{g_B(\Omega)}{A_{\text{eff}}}P_pP_s-\alpha P_p \tag{9.4.10}$$

$$-\frac{\partial P_s}{\partial z}+\frac{1}{v_g}\frac{\partial P_s}{\partial t}=\frac{g_B(\Omega)}{A_{\text{eff}}}P_pP_s-\alpha P_s \tag{9.4.11}$$

式中，$g_B(\Omega)$ 由式(9.1.4)给出，$g_B(\Omega_B)=4\kappa_1\kappa_2/\Gamma_B$[见式(9.1.5)]。在稳态条件下，强度 $I_j=P_j/A_{\text{eff}}$($j=p$ 或 s)与时间无关，此方程组简化为方程(9.2.1)和方程(9.2.2)。

9.4.2 利用 Q 开关脉冲的 SBS

方程(9.4.5)至方程(9.4.7)适用于研究泵浦脉冲宽度小于 100 ns 的瞬态区域中的 SBS 现象。从实际的角度讲，与泵浦脉冲的重复频率有关的两种情形比较重要，下面就讨论这两种情形。

第一种情形与光纤通信系统有关，这时泵浦脉冲重复频率大于 1 GHz，但每个脉冲宽度小于 100 ps。对光波信号来说脉冲序列是不均匀的，因为它是由"1"和"0"比特构成的伪随机序列，但是由于它的重复频率高，这种脉冲序列的影响与前面讨论的准连续波情形类似。泵浦脉冲间的时间间隔足够短，接连到来的脉冲能够以相干方式泵浦同一个声波(很少出现的长"0"比特序列除外)。伪随机脉冲序列的主要影响是，与连续波情形相比，布里渊阈值要增加到两倍左右，其准确值取决于比特率及调制格式。通过以超过 100 MHz 的频率调制光发射机的连续光的相

位(编码前),SBS 阈值甚至能增大得更多[39]。相位调制除了通过增加光源的频谱带宽来降低有效布里渊增益外,还能将连续光转换成脉宽为声子寿命一小部分(约为 0.5 ns)的光脉冲序列[89~91]。

第二种情形对应于高能量 Q 开关脉冲以相对低的重复频率(10 MHz 甚至更小)在相对短的光纤(约为 10 m)中的传输。这种情形下,每个泵浦脉冲产生的声波在下一个泵浦脉冲到来前,几乎完全被衰减掉。这种情形和高峰值功率掺镱光纤激光器的出现有关,当利用掺镱光纤放大器进一步增加脉冲能量时,SBS 常常成为一个限制因素。由于脉冲宽度一般约为 10 ns,因而 SBS 的动力学特性起重要作用,必须数值求解方程(9.4.5)至方程(9.4.7)。

为说明 SBS 的瞬态特性,假设宽度为 15 ns(指的是 FWHM)的高斯形泵浦脉冲入射到 1 m 长的光纤中。图 9.9(a)给出了当峰值功率取 0.2 ~ 1 kW 范围内的 3 个值时,透射泵浦脉冲和反射斯托克斯脉冲的波形,其中选取 $\lambda_p = 1.06\ \mu m$, $A_{eff} = 50\ \mu m^2$, $T_B = 5$ ns, $v_A = 5.96$ km/s 以及其他参量值,使稳态条件下的布里渊增益 $g_B = 5\times10^{-11}$ m/W[93]。对于连续波泵浦,式(9.2.4)预测的 SBS 阈值为 21 W;然而当 $P_0 = 0.2$ kW 时,几乎看不到斯托克斯脉冲,这意味着对 15 ns 的脉冲,SBS 阈值要比连续波泵浦情况下的高 10 倍以上。如果用脉冲能量表示,则 SBS 阈值超过 5 μJ。当 P_0 为0.5 kW 和1 kW 时,斯托克斯脉冲波形较好,峰值功率也比输入泵浦脉冲的高。

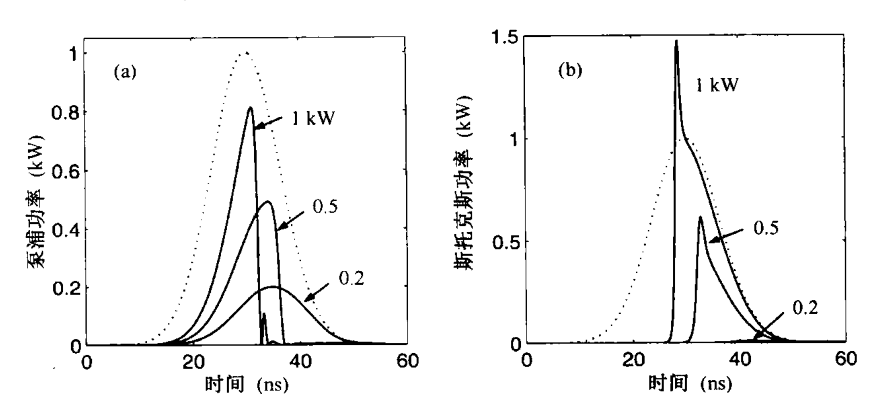


图 9.9 15 ns 高斯形泵浦脉冲入射到 1 m 长光纤中。(a) 透射泵浦脉冲;(b) 反射斯托克斯脉冲。虚线表示峰值功率为1 kW的输入泵浦脉冲

由图 9.9 还可以看出其他几个特征。第一,斯托克斯脉冲远不是高斯形,表现出很陡的前沿,接着是更平缓的后沿。第二,斯托克斯脉冲的宽度也比输入泵浦脉冲的宽度 15 ns 小,透射泵浦脉冲表现出很陡的后沿,脉宽也变小。第三,当峰值泵浦功率为 1 kW 时,透射泵浦脉冲陡的后沿连着几个强度上小得多的次峰。所有这些特征可以从以下几个方面理解:(a) 斯托克斯脉冲是在后向建立起来的,因此主要通过泵浦脉冲的后沿放大;(b) 对 1 m 长的光纤,往返一次的时间大约为 10 ns;(c) 15 ps 输入泵浦脉冲的长度大约等于 3 m。

泵浦脉冲的宽度也起关键作用。图 9.10 比较了当高斯形泵浦脉冲的宽度从 20 ns 减小到 10 ns 时,(a) 透射泵浦脉冲和(b) 反射斯托克斯脉冲的波形。尽管斯托克斯脉冲表现出不同的特征,但两种情形下透射泵浦脉冲的波形相似。重要的一点是,当泵浦脉冲变短时,转移给斯托克斯脉冲的能量越来越少;特别是当泵浦脉冲宽度比声子寿命还小时,SBS 最终停止发生。

利用 Q 开关 Nd: YAG 激光器作为泵浦源进行实验研究,其表现出的特征与在图 9.9 和图 9.10 中看到的类似。图 9.11 给出了当重复频率为 10 Hz 的 14 ns 和 50 ns 的泵浦脉冲以不同峰值功率通过 0.5 m 长的光纤时,观察到的透射泵浦脉冲(实线)和反射斯托克斯脉冲(虚线)的波形[93]。实验结果与基于方程(9.4.5)至方程(9.4.7)的数值预测结果十分吻合。

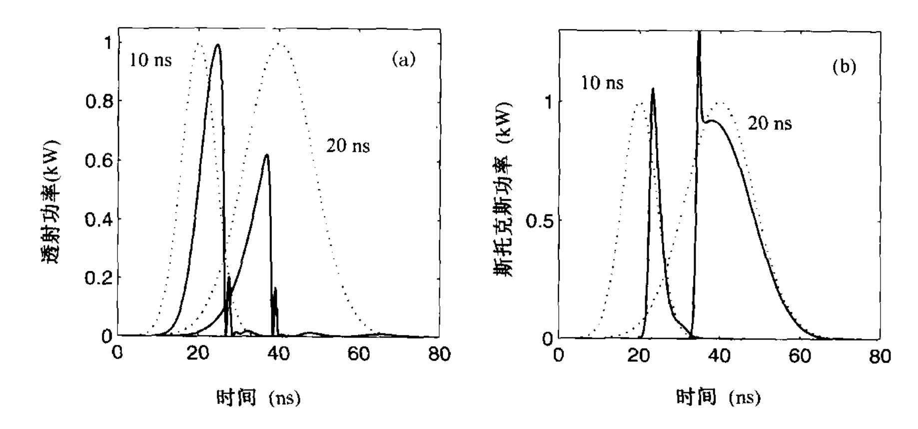


图 9.10　10 ns 或 20 ns 的高斯形泵浦脉冲入射到 1 m 长光纤中。(a) 透射泵浦脉冲;(b) 反射斯托克斯脉冲。每种情况下的输入泵浦脉冲用虚线标出

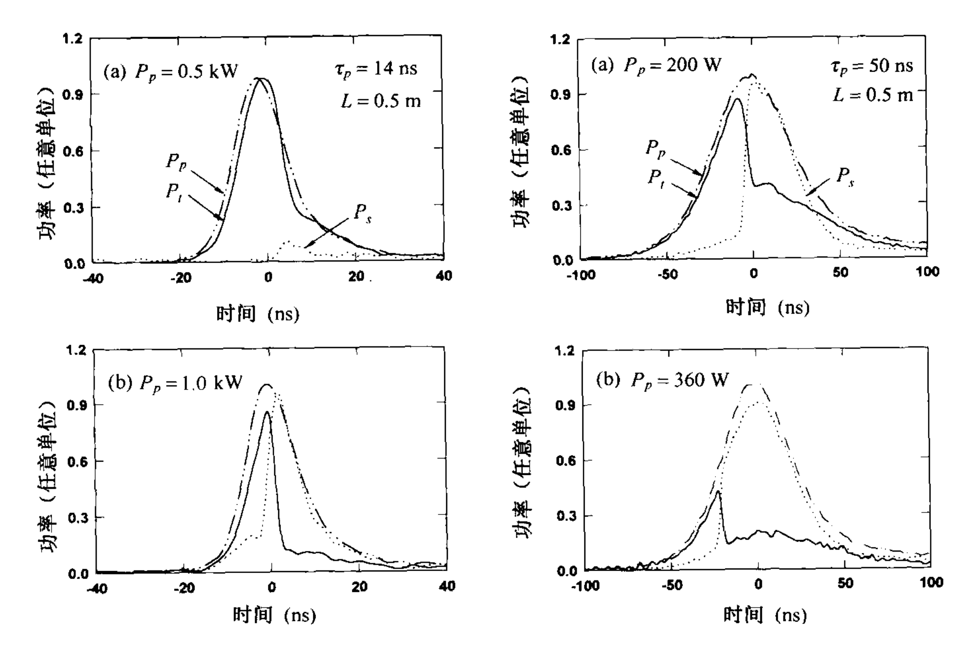


图 9.11　当 14 ns(左列)和 50 ns(右列)的输入泵浦脉冲(点虚线)通过 0.5 m 长的光纤时,在不同峰值功率下观察到的反射斯托克斯脉冲(点线)和透射泵浦脉冲(实线)[93]

一个有趣的问题是,方程(9.4.5)至方程(9.4.7)是否允许孤立波解存在,即每个泵浦脉冲产生一个后向传输的孤子形式的斯托克斯波 A_s。已经证明,在某些条件下泵浦波和斯托克斯波能够相互维持,以一个耦合亮-暗孤子对的形式存在[95~97],这与 7.3 节中讨论的 XPM 配对孤子类似。若令 $\gamma = 0$,忽略 SPM 和 XPM 项,假设 $\Omega = \Omega_B$ 并引入以下新变量:

$$Z = z/v_g \qquad B_a = -iv_g\kappa_1 Q \qquad B_j = (\kappa_1\kappa_2 v_g/A_{\text{eff}})^{1/2}A_j \tag{9.4.12}$$

式中,$j = p, s$,则方程(9.4.5)至方程(9.4.7)可以写成以下形式:

$$\frac{\partial B_p}{\partial t} + \frac{\partial B_p}{\partial Z} + \frac{\alpha v_g}{2}B_p = -B_s B_a \tag{9.4.13}$$

$$\frac{\partial B_s}{\partial t} + \frac{\partial B_s}{\partial Z} - \frac{\alpha v_g}{2}B_p = B_p B_a^* \tag{9.4.14}$$

$$\frac{\partial B_a}{\partial t}+\frac{\Gamma_B}{2}B_a=B_pB_s^* \tag{9.4.15}$$

已经证明,这三个方程具有下面耦合孤子形式的解[95]:

$$B_p(Z,t)=C_p[1-b\tanh[p(Z+Vt)]] \tag{9.4.16}$$

$$B_s(Z,t)=C_s\mathrm{sech}[p(Z+Vt)] \qquad B_a(Z,t)=C_a\mathrm{sech}[p(Z+Vt)] \tag{9.4.17}$$

式中,b 是一个任意常量,其他参量定义为

$$C_p=\tfrac{1}{2}\Gamma_B\sqrt{\mu} \qquad C_s=b\sqrt{2/\mu-1}C_p \qquad C_a=\sqrt{2-\mu} \tag{9.4.18}$$

$$V=(1-\mu)^{-1} \qquad p=(b\Gamma_B/2)(1-\mu) \qquad \mu=\alpha v_g/\Gamma_B \tag{9.4.19}$$

图9.12给出了当 $\mu=0.1$ 和 $b=0.95$ 时,SBS耦合孤子的一个实例。在此例中,亮孤子形式的斯托克斯波以速度 $V\cdot v_g$ 后向移动,同时泵浦波以暗孤子形式前向移动。方程(9.4.13)至方程(9.4.15)的另一个解表明,斯托克斯波能够以暗孤子而泵浦波以亮孤子的形式传输[96]。这样的孤子甚至能在无GVD($\beta_2=0$)和XPM效应($\gamma=0$)时存在,因为它们依赖于孤立声波的存在。这种孤子称为布里渊孤子(Brillouin soliton),因为它们的存在和损耗无关,所以这是一例所谓的耗散孤子。人们已经在布里渊光纤环形激光器中观察到这样的孤子[95]。

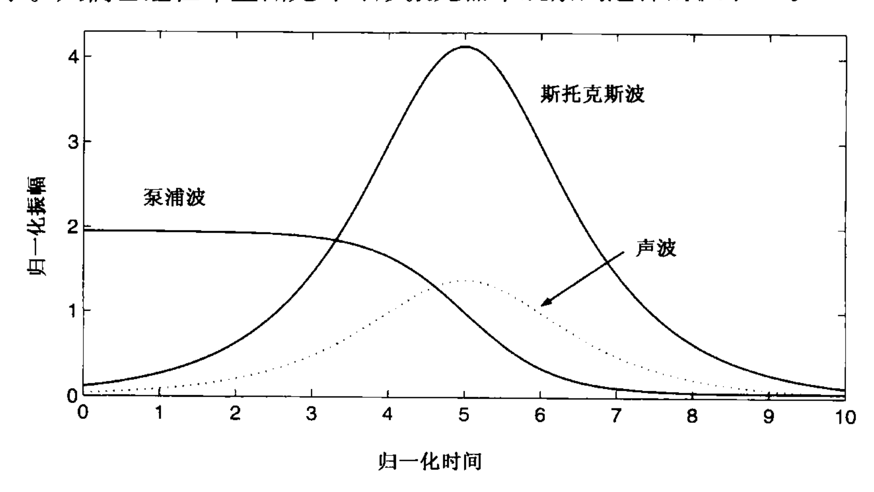


图9.12 对于 $\mu=0.1$ 和 $b=0.95$,泵浦波、斯托克斯波和声波形成布里渊孤子时的时域形状

9.4.3 SBS感应的折射率改变

当泵浦和斯托克斯脉冲的载频恰好相差布里渊频移时($\Omega=\Omega_B$),斯托克斯脉冲会落在布里渊增益峰值处,从而获得最大增益。但是,如果 $\Omega=\omega_p-\omega_s$,即使偏离 Ω_B 几兆赫,增益也会减小;同时由于SBS感应的放大,折射率也有一个微小的改变,这可由方程(9.4.5)至方程(9.4.7)看出来。如果将方程(9.4.7)的稳态解代入方程(9.4.6),则易知斯托克斯脉冲满足

$$-\frac{\partial A_s}{\partial z}+\frac{1}{v_g}\frac{\partial A_s}{\partial t}+\frac{\alpha}{2}A_s=i\gamma(|A_s|^2+2|A_p|^2)A_s+\frac{\kappa_1\kappa_2/A_{\text{eff}}}{\Gamma_B/2+i(\Omega-\Omega_B)}|A_p|^2A_s \tag{9.4.20}$$

式中,最后一项代表SBS的贡献。当 $\Omega\neq\Omega_B$ 时,该项为一复数,其虚部源于SBS感应的折射率改变 Δn_{SBS}。

若将虚部写成$(\omega_s/c)\Delta n_{\text{SBS}}$,则这一折射率改变可以表示为

$$\Delta n_{\mathrm{SBS}} = \frac{g_p c|A_p|^2}{2\omega_s A_{\mathrm{eff}}}\left(\frac{\delta}{1+\delta^2}\right) \tag{9.4.21}$$

式中，$\delta = 2(\Omega - \Omega_B)/\Gamma_B$ 是归一化失谐参量，$g_p = 4\kappa_1\kappa_2/\Gamma_B$ 是式(9.1.5)给出的布里渊增益峰值。

SBS 感应的折射率改变的物理起源在于因果关系的要求，因果关系将导致所谓的克拉默斯-克勒尼希(Kramers-Kronig)关系。根据这一关系，介质增益(或损耗)的变化总是伴随折射率的改变，尽管这一变化量可能相当小。例如，由式(9.4.21)易知，当 $\delta = 1$ 时折射率的变化最大，若取典型的参量值 $g_p \approx 5\times10^{-11}$ m/W，$A_{\mathrm{eff}} = 50\ \mu\mathrm{m}^2$ 及 $\lambda_s = 1.06\ \mu$m，即使峰值功率为 1 W，折射率的最大改变量也小于 10^{-7}。

尽管 Δn_{SBS} 本身相当小，但在布里渊增益峰附近，它迅速地随 Ω 变化。如式(1.2.9)所示，脉冲群速度与 $\beta_1 = \mathrm{d}\beta/\mathrm{d}\omega = n_g/c$ 成反比，其中群折射率 $n_g = n_t + \omega(\mathrm{d}n_t/\mathrm{d}\omega)$。总折射率 n_t 应包括 Δn_{SBS}，基于这个原因，Δn_{SBS} 随 ω 的迅速变化能相当程度地改变 n_g，并影响脉冲的群速度。若将光纤色散的贡献也考虑在内，则群折射率为

$$n_g = n_{g0} + \left(\frac{g_p c P_p}{\Gamma_B A_{\mathrm{eff}}}\right)\frac{1-\delta^2}{(1+\delta^2)^2} \tag{9.4.22}$$

式中，$P_p = |A_p|^2$ 是泵浦功率，n_{g0} 是不考虑 SBS 增益时的群折射率。图 9.13 给出了当选取前面引用的参量值 $n_{g0} = 1.47$，$\Gamma_B = 2\times10^8$ ($T_B = 5$ ns) 和 $P_p = 1$ W 时，Δn_{SBS} 和 n_g 是如何在布里渊增益峰值附近变化的。在此功率下，折射率改变约为 10^{-8}，而增益峰值附近的群折射率约是其初始值 1.47 的两倍。这样，斯托克斯脉冲仅以无 SBS 增益时预期速度的一半传输，并且通过增加峰值泵浦功率可能实现更大程度的速度减小。由式(9.4.22)可清楚地看到，通过调节失谐量 δ 接近于 2，还能迫使斯托克斯脉冲以比其标称速度更快的速度传输。

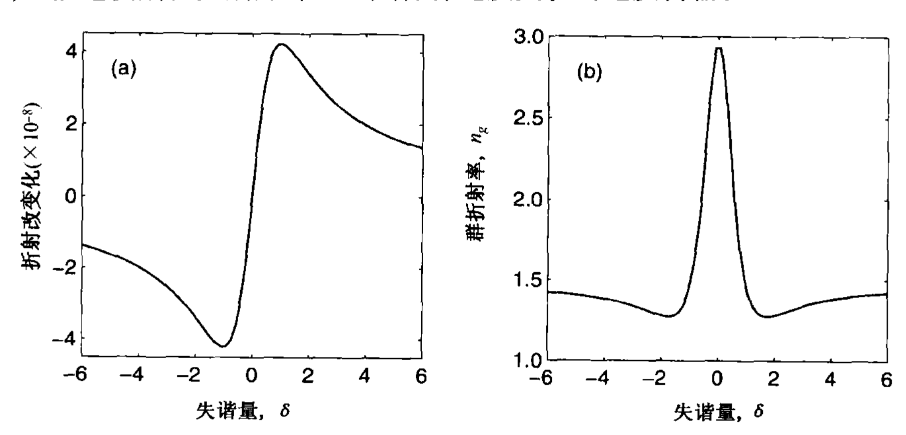


图 9.13　(a) SBS 感应的折射率改变；(b) 泵浦功率为 1 W 时的群折射率

由于 SBS 感应的群速度变化，斯托克斯脉冲通过长 L 的光纤的时间 T_r 也发生变化。利用 $T_r = L/v_g$ 和式(9.4.22)，可得渡越时间为

$$T_r = T_f + \left(\frac{g_p P_p L}{\Gamma_B A_{\mathrm{eff}}}\right)\frac{1-\delta^2}{(1+\delta^2)^2} \tag{9.4.23}$$

式中，$T_f = n_{g0}L/c$ 是不考虑 SBS 增益时通过光纤的正常渡越时间。当 $\delta < 1$ 时，斯托克斯脉冲被延迟，但当 $\delta \approx 2$ 时被加快。这种 SBS 感应的渡越时间变化在 2005 年的两个实验中被观察到。其中一个实验用电光调制器调制 1552 nm 波长的 DFB 激光器的连续输出[98]，产生两个间隔约

为 11 GHz 的 AM 边带,其中上边带作为连续泵浦波,而下边带用来产生 100 ns 的斯托克斯脉冲。当泵浦功率足够大,能够提供 30 dB 增益时,在 11.8 km 长的标准光纤中观察到大约 30 ns 的时间延迟。在另一个实验中[99],当 15 ns 的斯托克斯脉冲在 0.5 km 长的光纤中被放大 40 dB 左右时,延迟了 20 ns。这些数值与式(9.4.23)的理论预测值一致。在这两个实验中,因为渡越时间(对于 1 km 长的光纤,约为 500 ns)只有很小的变化,观察到的群速度变化相当小。使用更高的泵浦功率和更短的光纤,可以观察到群速度更大的相对变化。

激光感应共振附近的光脉冲的减慢或加快已经引起人们的极大关注,因为它能用于制造光缓存器[100]。然而,由于大部分实验利用原子蒸气作为非线性介质,因而不适合作为实用的器件。利用光纤中的 SBS,有实现可以从外部控制脉冲延迟量的小型器件的潜力。

9.4.4 弛豫振荡

即使在泵浦脉冲宽度远大于 T_B 时,声动力学也几乎不起作用,SBS 的动态响应也表现出许多有趣的特征。已经证明,斯托克斯功率并不是单调地接近其稳态值的,而是表现为周期等于 $2T_r$ 的弛豫振荡,式中 $T_r = L/v_g$ 是长度为 L 的光纤的渡越时间[101]。对 1 μs 宽的泵浦脉冲,在图 9.3 中可以看到这样的弛豫振荡。在存在外反馈的情况下,弛豫振荡会转变为稳定振荡[102],即泵浦波和斯托克斯波均能产生自感应强度调制。

尽管泵浦波和斯托克斯波的群速度 v_g 几乎相同,但由于它们是反向传输的,因而它们的相对速度为 $2v_g$,正是此有效群速度失配引发了弛豫振荡。获得此弛豫振荡的频率和衰减时间的一种简单方法是,按照类似于 5.1 节讨论调制不稳定性的过程,对式(9.3.2)给出的方程(9.4.10)和方程(9.4.11)的稳态解进行线性稳定性分析,通过假设光纤被封闭在谐振腔内并在光纤端面处应用合适的边界条件,即可包含外反馈的影响[102]。这种线性稳定性分析能得出由稳态变为非稳态的条件。

假设对稳态引入以 $\exp(-ht)$ 衰减的微扰,其中复数参量 h 可以通过方程(9.4.10)和方程(9.4.11)的线性化来确定。若 h 的实部为正,则扰动通过弛豫振荡随时间指数衰减,其振荡频率为 $v_g = \mathrm{Im}(h)/2\pi$;相反,若 h 的实部为负,则扰动随时间增大,稳态变为非稳态。在这种情况下,即使对连续波泵浦,SBS 也会导致泵浦光强和斯托克斯光强的时域调制。图 9.14 给出了有反馈时的 SBS 稳定区和非稳定区,其中反馈作为增益因子 g_0L 的函数,而增益因子 g_0L 通过 $g_0 = g_BP_p/A_{\mathrm{eff}}$ 与泵浦功率 P_p 相联系。参量 b_0 代表转换成斯托克斯功率的那部分泵浦功率占总泵浦功率的百分比。

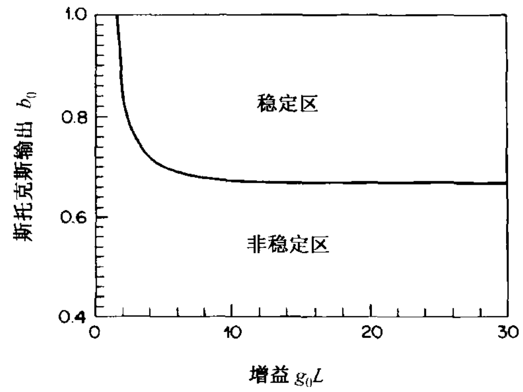


图 9.14 有反馈时 SBS 的稳定区和非稳定区,实线表示相对斯托克斯光强的临界值 $[b_0 = I_s(0)/I_p(0)]$,此值以下稳态变为非稳态[102]

图 9.15 给出了用数值方法解方程(9.4.10)和方程(9.4.11)得到的斯托克斯波和泵浦波光强的时域演化过程。对应 $g_0L=30$ 的上面两个图表明,在无反馈时发生了弛豫振荡,振荡周期为 $2T_r$,T_r 为渡越时间。从物理意义上讲,弛豫振荡的起因可以这样来理解[101]:在光纤输入端附近,斯托克斯波的迅速增强消耗了大量泵浦波,导致增益下降,直到泵浦波的消耗部分通过光纤,然后增益重新恢复。上述过程重复进行,形成了振荡。

图 9.15 的下面两个图对应 $R_1R_2=5\times10^{-5}$ 的弱反馈情形,其中 R_1 和 R_2 为光纤两端面的反射率,其增益系数 $g_0L=13$ 处于布里渊阈值以下。尽管如此,由于反馈使布里渊阈值降低,在这种低增益情况下还是产生了斯托克斯波。然而,由于图 9.14 所示的那种非稳定性,斯托克斯波没有达到稳态,代之以泵浦输出光强($z=L$ 处)和斯托克斯输出光强($z=0$ 处)都表现为稳定振荡。更为有趣的是,若反馈增大到 $R_1R_2\geqslant2\times10^{-2}$,则 SBS 能达到稳态,这是因为在此反馈量下的 b_0 落在了图 9.14 中的稳定区。所有这些动态特性均已在实验中观察到了[102]。

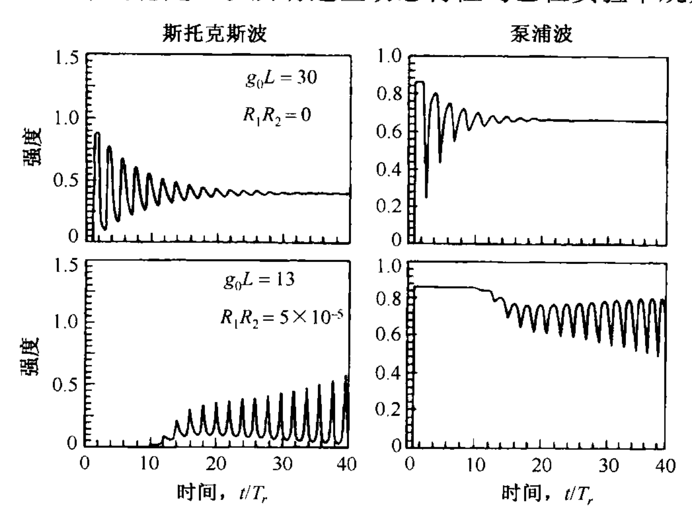


图 9.15　无反馈(上行)和有反馈(下行)时斯托克斯波(左列)和泵浦波(右列)的时域演化,光纤损耗对应 $\alpha L=0.15$[102]

9.4.5　调制不稳定性和混沌

当两反向传输的泵浦波同时出现时,即使它们的强度都未能达到布里渊阈值,也能发生另一种不稳定性[103~108]。这种不稳定性的根源在于 SBS 感应的两反向传输泵浦波之间通过声波在频率为 ν_B 处的耦合,表现为在 $\nu_p\pm\nu_B$ 处自发形成了边模,ν_p 是泵浦频率[104]。在时域中,两泵浦波在频率 ν_B 处都产生了调制。除了发生在两反向传输的波之间外,SBS 感应的调制不稳定性类似于 7.3 节讨论的 XPM 感应的调制不稳定性。不稳定性阈值取决于前向、后向输入泵浦光强 I_f 和 I_b,光纤长度 L 及参量 g_B,ν_B 和 $\Delta\nu_B$。

图 9.16 给出了当 $\Delta\nu_B/\nu_B=0.06$ 和归一化光纤长度 $4\pi n\nu_BL/c$ 取几个不同值时,达到不稳定性阈值所需的前向泵浦光强 I_f(归一化形式)与光强比 I_b/I_f 的关系曲线。从图中可以看出,不稳定性阈值明显小于布里渊阈值($g_BI_fL=21$),对特定的参量值,不稳定性阈值 g_BI_fL 可小到 3。数值计算结果表明[107],若布里渊增益带宽 $\Delta\nu_B$ 与布里渊频移 ν_B 相当,在光纤输出端泵浦光强的时域演化会遵循倍周期路径变为混沌。而且在带有倍周期分叉的散射光的频谱中出现了 ν_B 亚谐波。当后向泵浦波不是外加的,而是由反射器反馈前向泵浦波产生时,也可以预测到混沌演化[105]。

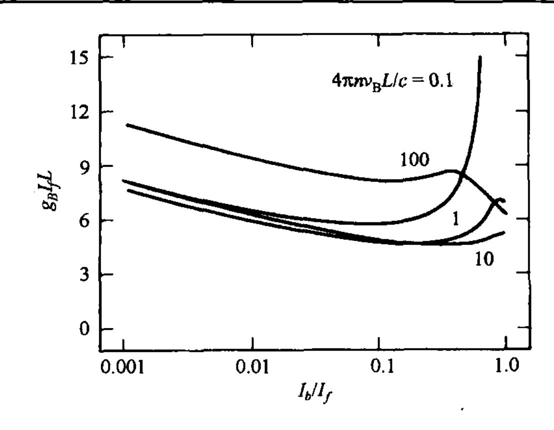


图 9.16 入射光强为 I_f 和 I_b 的反向传输泵浦波由 SBS 感应的调制不稳定性的阈值,在 $\Delta\nu_B/\nu_B = 0.06$ 和几个不同的光纤长度下的归一化前向光强随 I_b/I_f 的变化[107]

20 世纪 90 年代,为观察和表征光纤中 SBS 感应的光学混沌,人们做了大量的努力[109~121]。一些实验观察到了发生在约 0.1 μs 时间尺度上的斯托克斯光强中的不规则涨落现象[109~111]。图 9.17 是一例实验观察到的斯托克斯功率中的涨落现象,实验中所用光纤长 166 m,连续泵浦功率超过 SBS 阈值 50%($P_0 = 1.5\ P_{cr}$)。这种涨落本质上是随机的还是混沌的,是个不易解决的问题,解释这些实验结果需要仔细考虑自发布里渊散射和光反馈的影响。直到 1993 年才确定,当光反馈被小心抑制后观察到的斯托克斯功率中的涨落,是因为自发布里渊散射引起的随机噪声造成的[118],其数学描述需要在描述材料密度变化的方程(9.4.7)中,通过一个 Langevin 噪声源将自发布里渊散射包括在内[115]。这个随机模型能解释大部分实验观察到的特征[122]。

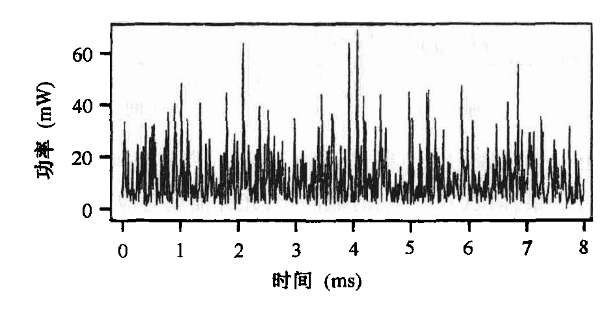


图 9.17 泵浦功率 $P_0 = 1.5\ P_{cr}$ 时在 166 m 长光纤中由 SBS 产生的斯托克斯功率的涨落现象[118]

由于在玻璃-空气界面折射率的不连续性,外反射镜或光纤端面自然产生的光学反馈使 SBS 的动力学行为急剧变化。如本节前面所讨论过的,反馈使弛豫振荡不稳定,并产生重复频率为 $(2T_r)^{-1}$ 的周期输出,其中 T_r 是渡越时间。在一定的条件下,脉冲序列的包络表现为不规则的涨落,且此涨落产生的时间尺度远大于 T_r。一个实验[118]发现,这种涨落本质上是随机的,而且是由于泵浦波和光纤谐振腔之间相对相位的涨落造成的。另一个实验[119]在有限的泵浦功率范围内观察到由准周期通向混沌,因为混沌是在泵浦功率约为 0.8 W 时观察到的,所以光纤的非线性在此实验中起一定的作用。基于方程(9.4.5)至方程(9.4.7)的数值模拟预测,如果非线性足够强,即使不存在反馈,只要包括了 SPM 和 XPM,也能导致光学混沌[112~114]。当存在反馈时,甚至在 SPM 和 XPM 贡献可以忽略的低功率条件下,也预测到混沌的发生[121]。数值模拟结果表明,根据泵浦功率的不同,斯托克斯功率表现为周期性或准周期性振荡,并最终变为混沌。

9.5　光纤布里渊激光器

与8.2节中讨论的SRS情形类似，把光纤置于谐振腔内，也可利用光纤中的布里渊增益制造光纤布里渊激光器。这种激光器早在1976年就被制造出，从此一直是一个活跃的研究课题[123~135]。光纤布里渊激光器有环形腔和F-P腔结构，它们都有各自的优点。如图9.18所示，如果使用光纤定向耦合器构成环形腔，则不需要腔镜。

9.5.1　连续(CW)运转方式

由于谐振腔提供了反馈，激光振荡所需的阈值泵浦功率比由式(9.2.4)给定的值有明显下降。对于环形腔结构，利用边界条件 $P_s(L)=R_mP_s(0)$，阈值条件可以写为

$$R_m \exp(g_B P_{\mathrm{th}} L_{\mathrm{eff}}/A_{\mathrm{eff}} - \alpha L) = 1 \tag{9.5.1}$$

式中，L 是环形腔长度，R_m 是斯托克斯功率经每次往返后反馈回去的百分率，P_{th}是泵浦功率的阈值。由于 L 的典型值为100 m或更短，光纤损耗在大多数实际情况下可以忽略不计。比较式(9.5.1)和式(9.2.4)会发现，对于同样的光纤长度，通常用0.1~1之间的一个值代替式(9.2.4)中的因子21，此值取决于 R_m。

在1976年的一个连续运转光纤布里渊激光器实验中[123]，用9.5 m长的光纤构成环形腔结构，并用氩离子激光器泵浦。考虑到在514.5 nm的泵浦波长处光纤损耗较大(约为100 dB/km)，故采用较短的光纤。另外，由于相对较高的往返损耗(约为70%)，激光器的阈值功率超过100 mW。在1982年的一个实验中[127]，采用图9.18所示的全光纤环形腔使阈值功率下降到0.56 mW，腔内往返损耗仅为3.5%，如此低的损耗使环形腔内的输入泵浦功率提高了30倍。由于这种光纤布里渊激光器的阈值很低，工作波长为633 nm的He-Ne激光器就可以作为它的泵浦源；不久之后，用半导体激光器代替He-Ne激光器作为泵浦源，构成了小型的光纤布里渊激光器[128]。这类激光器常应用于感测惯量旋转的高精度激光陀螺仪中。

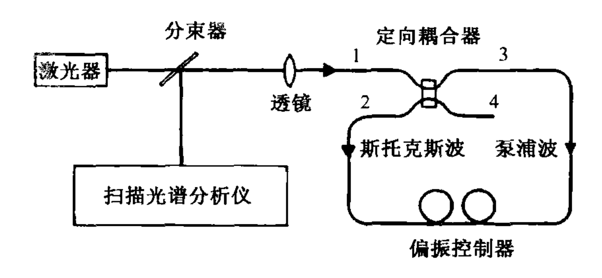


图9.18　光纤布里渊环形激光器的示意图，定向耦合器将泵浦波注入环形腔内[127]

F-P腔结构的光纤布里渊激光器与环形腔结构的激光器相比有不同的定性特征。这些差别的起因是，F-P腔内同时存在前向和后向传输的泵浦波和斯托克斯波分量。当低级斯托克斯波的功率达到布里渊阈值后，能通过级联SBS过程产生更高级的斯托克斯波。同时，同向传输的泵浦波和斯托克斯波的四波混频产生了反斯托克斯分量，结果激光器输出频谱看起来出现了类似图9.6所示的结构，其中斯托克斯线和反斯托克斯线的数目取决于泵浦功率。在一个实验中[123]，当用波长为514.5 nm的连续氩离子激光器泵浦F-P腔内的20 m长光纤时，观察到的谱线多达14条，其中10条出现在斯托克斯线一侧。相邻谱线的频率间隔为34 GHz，与预期的布里渊频移相符。

为了避免通过级联 SBS 产生多级斯托克斯线,大多数光纤布里渊激光器采用环形腔结构。布里渊环形腔激光器的性能取决于构成谐振腔的光纤长度 L(见图 9.18),因为光纤长度通过 $\Delta\nu_L = c/(\bar{n}L)$决定了纵模间隔,其中 $\bar{n}$ 是有效模折射率。对短光纤(满足 $\Delta\nu_L > \Delta\nu_B$,其中 $\Delta\nu_B$ 是布里渊增益带宽,典型值为 20 MHz),环形腔激光器可以单纵模方式稳定运转。现已能设计出低阈值[127]、能发射频谱较窄的连续光[130]的单纵模环形腔光纤布里渊激光器。与此相反,当 $\Delta\nu_L \ll \Delta\nu_B$ 时,光纤布里渊激光器工作在多纵模状态,并且纵模的个数随光纤长度增加。早在 1981 年,就有人指出这种激光器需要主动腔内稳定技术才能实现连续运转[126]。实际上,在某些条件下,激光输出会变得具有周期性,甚至是混沌的,这将在 9.5.2 节中讨论。

连续运转光纤布里渊激光器的一个重要应用是作为高度灵敏的激光陀螺仪[131~133]。激光陀螺仪在概念上和工作原理上都与光纤陀螺仪不同。有源激光陀螺仪用光纤环作为激光腔,而无源光纤陀螺仪用光纤环作为干涉仪。旋转率是通过测量反向传输激光束之间的频率差确定的。与无源光纤陀螺仪相似,光纤的非线性通过 XPM 感应的非互易性影响布里渊激光陀螺仪的性能,这也是形成误差的主要原因[132]。

20 世纪 90 年代以来,混合布里渊-掺铒光纤激光器的发展引起极大关注,这种激光器既可以同时工作在几个波长上,也可以工作在波长调谐范围较宽的单纵模状态[136~146]。其基本思想是[137],将一台能在整个 40 nm 左右的带宽上提供增益的掺铒光纤放大器(EDFA)置于布里渊激光腔内, EDFA 的增益控制在激光腔的阈值增益以下,当加上布里渊增益后,激光器将在窄布里渊带宽(30 MHz 左右)上达到阈值并产生一级斯托克斯线。然而,一级斯托克斯线可以作为泵浦波产生二级斯托克斯线。这一过程不断重复,就会产生波长间隔恰好等于布里渊频移 ν_B(约为 11 GHz)的多波长激光输出。由于泵浦波和对应的斯托克斯波必须沿相反方向传输,当采用环形腔时,偶数级和奇数级的斯托克斯波反方向传输,结果任一方向的输出由间隔为 $2\nu_B$ 的激光模式组成。如果采用 F-P 腔,这一问题就能得到解决,因为所有波都沿两个方向传输。

早在 1998 年,就利用光纤环萨格纳克干涉仪作为 F-P 腔的一个腔镜,通过级联 SBS 过程得到 34 条谱线的输出[139]。另一个腔镜 100%反射,以保证所有激光模式均通过萨格纳克环输出。这一结构有一个额外的好处,即使 SBS 只产生向注入泵浦波红端位移的斯托克斯线,多条反斯托克斯线也可以通过四波混频在萨格纳克环中产生。结果,激光器输出波长位于泵浦波长的两侧的模式。

对某些应用来说,希望光纤布里渊激光器内产生的频率梳可调,目前已有几种方法可以用于此目的。在 2004 年的一个实验中,利用由 18 cm 长保偏光纤制成的萨格纳克环作为光学滤波器来实现激光输出的调谐[144]。这样的可调谐滤波器选择 EDFA 产生的放大自发辐射的不同谱窗,而 SBS 增益在每个谱窗内产生一个频率梳。该激光器产生了 12 个波长的输出,调谐范围为 14.5 nm。在 2005 年的一个实验中,实现了 60 nm 的调谐范围[146],图 9.19 给出了该激光器谐振腔的设计示意图。由于嵌入的光环行器,两个光纤环起到腔镜的作用;SBS 增益是由波长在 1520~1620 nm 可调的外腔半导体激光器泵浦 8.8 km 长单模光纤(SMF-28)提供的,而 10 m 长 EDFA 用另一台 980 nm 的半导体激光器泵浦。该光纤布里渊激光器的调谐范围和产生的斯托克斯线的条数随两台泵浦激光器的相对功率而变化。

在一种有趣的结构中,SBS 泵浦波通过自种子注入从内部产生,仅需要一台用于泵浦 EDFA 的激光器[145]。图 9.20 给出了该激光器的设计示意图,其环形腔由一台 16 m 长的 EDFA 和用于产生 SBS 增益的 5 km 长标准光纤构成。利用保偏光纤构建的萨格纳克环作为一个腔镜,由于在每次往返过程中光通过 5 km 长的光纤两次,因此该腔镜使 SBS 增益加倍。布里渊泵浦首先

用 EDFA 的放大自发辐射提供的自种子注入产生,然后通过 SBS 增益产生多条斯托克斯线。这样的激光器能产生 120 条斯托克斯线,它们的功率几乎相等,相互间以布里渊频移 11 GHz 分开,共占据 EDFA 增益带宽内 12 nm 的谱窗。

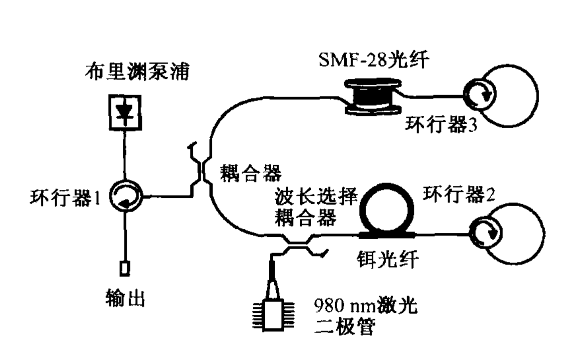


图 9.19　含有两个光纤环的光纤布里渊激光器的示意图[146]

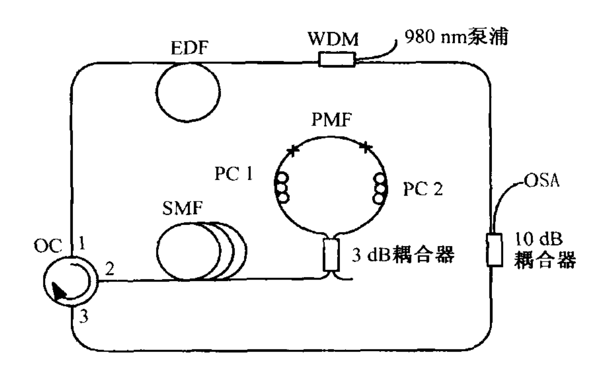


图 9.20　自种子注入光纤布里渊激光器的示意图。OC,PC,PMF和OSA分别代表光环行器、偏振控制器、保偏光纤和光谱仪[145]

9.5.2　脉冲运转方式

利用几种不同方法,能迫使长腔布里渊激光器发射脉冲序列。1978 年的一个实验[125]采用了主动锁模技术,将一个强度调制器置于激光器腔内。激光器输出脉宽约为 8 ns 且重复频率为 8 MHz(由腔长决定)的脉冲序列,这些脉冲源于腔内多个纵模的锁定。

在 F-P 腔内可以发生另一类锁模,通过级联 SBS 在腔内产生多级斯托克斯线,由于弛豫振荡的周期等于腔内往返时间,它能为锁模过程提供种子光。确实,已在实验中观察到了这种光纤布里渊激光器通过自身实现的部分锁模现象[125],但不太稳定,原因可由式(9.1.3)看出,因为布里渊频移与泵浦波长有关。在级联 SBS 中,不同的斯托克斯波又作为下一级斯托克斯波的泵浦波,结果多级斯托克斯线之间的间隔并不精确相等,频率相差约 1 MHz。在 1989 年的一个实验中[129],利用多模光纤实现了锁模,因为不同模式的有效折射率稍有不同(模式色散),用不同的光纤模式可产生等间隔的斯托克斯线。

利用锁模脉冲序列同步泵浦光纤布里渊激光器,可以产生短斯托克斯脉冲[134]。其基本思想非常简单:调整环形腔的长度,使往返一次的时间与泵浦脉冲的间隔精确相等。由于每个泵浦脉冲很短,不能有效地激发声波,但如果在声波消失之前下一个泵浦脉冲到达,那么多个泵浦脉冲的累加效应就可使声波振幅很大。当声波建立过程完成以后,随着每个泵浦脉冲的通过,短斯托克斯脉冲将通过瞬态 SBS 产生。当用锁模 Nd:YAG 激光器产生的 300 ps 脉冲泵浦环形腔光纤布里渊激光器时,产生了脉宽约为 200 ps 的斯托克斯脉冲。

即使在连续波泵浦条件下,长腔布里渊环形激光器也可以通过非线性自脉动机制产生脉冲序列。非线性自脉动机制的基础是这种激光器固有的不稳定性,不稳定性的根源在于 9.4.4 节讨论的弛豫振荡。典型情况是,宽度在 20 ~ 30 ns 范围的脉冲以几乎等于纵模间隔 $\Delta\nu_L \equiv 1/t_r$ 的重复频率发射,t_r 为往返时间。

20 世纪 90 年代,这种激光器的物理机制引起极大关注[147~151]。如果附以边界条件

$$A_s(L,t) = \sqrt{R}A_s(0,t) \qquad A_p(0,t) = \sqrt{P_0} + \sqrt{R_p}A_p(L,t) \tag{9.5.2}$$

则可以用方程(9.4.5)至方程(9.4.7)描述布里渊环形激光器中的非线性动力学特性。式中,R

和 R_p 是斯托克斯波和泵浦波在环形腔内往返一次后的反馈量。在新式布里渊激光器中,利用光隔离器或光环行器代替定向耦合器(见图 9.17),以避免每往返一次的泵浦反馈,这样 $R_p=0$。

色散和非线性效应都不会对布里渊激光器的自脉动阈值造成重要影响,于是可令方程(9.4.5)至方程(9.4.7)中的 $\Omega=\Omega_B$ 和 $\gamma=0$,并忽略方程(9.4.7)中关于 z 的导数项。对所得的三个方程进行线性稳定性分析(类似于调制不稳定性的线性稳定性分析)后,预测连续态的稳定性取决于泵浦参量 $g_0\equiv g_B P_0/A_{\text{eff}}$,并定义为泵浦功率为 P_0 时的小信号增益。当将非线性效应和有限的介质响应时间 T_B 考虑在内以后,线性稳定性分析变得相当复杂。然而,一个简化的方法表明,只要泵浦功率 P_0 满足不等式[150]

$$\ln\left(\frac{1}{R}\right)<g_0L<3\ln\left(\frac{1+2R}{3R}\right) \tag{9.5.3}$$

连续态就是非稳定的。当 $g_0L=\ln(1/R)$ 时,达到激光阈值,但是激光器并未发射连续光,直到 g_0L 超过式(9.5.3)预测的非稳定区。注意,当 R 接近 1 时,非稳定区收缩,因此容易得出在低损耗环形腔内,可以实现低阈值的稳定连续波运转的结论[127]。另一方面,当 $R\ll1$(高损耗腔)时,可能实现连续波运转的泵浦功率变得相当高。例如,当 $R=0.01$ 时,激光器在 $g_0L=4.6$ 处达到阈值,但只有当 $g_0L>10.6$ 时,才可能实现连续波运转。

基于方程(9.4.5)至方程(9.4.7)的数值解表明,激光器在非稳定区能发射一脉冲序列,但在靠近非稳定区边界时除外,这是因为在边界附近激光输出表现为周期性振荡,振荡频率取决于激光器所能容纳的纵模个数[150]。另外,连续态和周期态之间的过渡态出现在不同功率下,并取决于 P_0 是增大还是减小,从这一意义上说,在过渡区激光器表现为双稳行为。滞后回线的宽度取决于引起 SPM 和 XPM 的非线性参量 γ,若 $\gamma=0$ 则不会发生双稳行为。

在自脉动区,激光器发射一光脉冲序列。例如,图 9.21 给出了斯托克斯和泵浦波振幅在多次往返的演化,激光输出(斯托克斯波)表现出瞬态特性[见图 9.21(a)],经过数百次往返后最终还是形成了规则脉冲序列[见图 9.21(b)],这样的脉冲几乎在每次往返时间内产生一次。发射的脉冲可表征为布里渊孤子。所有这些特征均已在实验中观察到[150],实验采用两台布里渊激光器,其中一台用 514.5 nm 波长的氩离子激光器泵浦,另一台用 1319 nm 波长的 Nd:YAG 激光器泵浦。所观察到的特征与方程(9.4.5)至方程(9.4.7)的数值解一致,特别是当泵浦功率满足不等式(9.5.3)时,这两台激光器均发射一脉冲序列,因此可以将布里渊环形腔激光器设计成能产生脉宽约为 10 ns 且重复频率约为 1 MHz(由环形腔往返时间决定)的孤子序列。

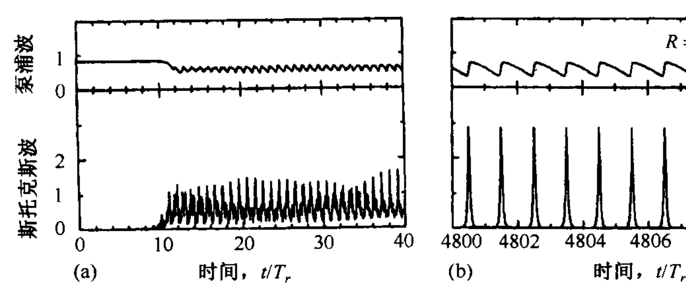


图 9.21 在自脉动区,斯托克斯(下行)和泵浦波(上行)振幅在多次往返的演化。(a) 从噪声中初步形成的波形;(b) 经4800次往返后完全形成的脉冲序列[150]

在 2002 年的一项研究中,将自脉动的起源归于光谱烧孔现象[151]。这是激光领域一个著名的现象,当增益谱表现为非均匀加宽时,就会发生这种现象[152]。稳态条件下由方程(9.4.5)至

方程(9.4.7)得到的 SBS 增益谱被均匀加宽,并具有式(9.1.3)给出的宽为 Γ_B 的洛伦兹线形。然而由于光纤的数值孔径有限,布里渊频移 Ω_B 沿径向的微小波动将造成 SBS 增益谱的非均匀加宽[25]。布里渊激光器中自脉动现象的这一解释是有争议的,因为光谱烧孔效应的发生并不总是要求非均匀加宽[153]。

当泵浦波不是沿保偏光纤的某个主轴线偏振时,自脉动的不稳定性还受光纤线性双折射的影响。这时,由于泵浦波的两正交偏振分量产生各自的斯托克斯波,应将方程(9.4.5)至方程(9.4.7)推广到一组5个方程。若旋转激光腔内的光纤,使输入和输出端的主轴不一致,则情况更为复杂。对于这一普遍情况,已经完成了详细的线性稳定性分析,结果表明这种布里渊激光器具有复杂的动力学行为[149]。实验结果和理论预测符合得很好。

习题

9.1　何谓布里渊散射?解释其起源。自发布里渊散射和受激布里渊散射的区别是什么?

9.2　利用相位匹配条件推导布里渊频移的表达式,为什么在单模光纤中仅能产生后向 SBS?

9.3　SBS 和 SRS 的主要区别是什么?造成这些差别的原因是什么?是如何在实际中表现出来的?

9.4　估计芯径为 8 μm 的 40 km 长光纤在 1.55 μm 处的 SBS 阈值,在 1.3 μm 处时阈值如何变化?取 $g_B = 5\times10^{-11}$ m/W,并且 1.3 μm 和 1.55 μm 处的损耗分别取 0.5 dB/km 和 0.2 dB/km。

9.5　忽略泵浦消耗,解方程(9.2.1)和方程(9.2.2),利用此解推导 SBS 的阈值条件。

9.6　试说明怎样用布拉格光栅增加 SBS 的阈值泵浦功率,还有什么其他方法能用于此目的?

9.7　将泵浦消耗考虑在内,解方程(9.2.1)和方程(9.2.2),光纤损耗不计($\alpha=0$)。绘出 $g_0L=12$ 时 I_p 和 I_s 随 z/L 的变化曲线,假设 $z=L$ 处注入的斯托克斯功率分别为输入泵浦功率的 0.1%,1%和 10%。

9.8　对 20 km 长光纤,取 $g_BI_p(0)=1\ \text{km}^{-1}$、$\alpha=0.2$ dB/km,数值解方程(9.2.1)和方程(9.2.2)。假定 $I_p(0)=2\ \text{MW/cm}^2$,$I_s(L)=1\ \text{kW/cm}^2$,绘出 I_p 和 I_s 随光纤长度变化的曲线。

9.9　假定泵浦脉冲和斯托克斯脉冲均为高斯形,初始半极大全宽度为 1 μs,数值解方程(9.4.10)和方程(9.4.11)。当 SBS 发生在 10 m 长光纤(假定 $g_BI_p(0)=1\ \text{m}^{-1}$)内时,绘出输出脉冲形状。

9.10　写出解方程(9.4.5)至方程(9.4.7)的程序,可忽略方程(9.4.7)中关于 z 的导数项。利用文献[93]中的参量值,再现图 9.9 和图 9.10 中的曲线。

9.11　用直接代入法证明,式(9.4.16)和式(9.4.17)给出的孤子解确实满足方程(9.4.13)至方程(9.4.15)。

9.12　利用方程(9.4.5)至方程(9.4.7)说明,SBS 增益改变了介质对斯托克斯波的有效折射率,推导通过长为 L 的光纤的渡越时间的表达式。利用失谐参量 $\delta=2(\Omega-\Omega_B)/\Gamma_B$ 表示,其中 $\Omega=\omega_p-\omega_s$。

9.13　按照文献[150]的分析,推导不等式(9.5.3)。

参考文献

[1] R. Y. Chiao, C. H. Townes, and B. P. Stoicheff, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 592 (1964).
[2] E. Garmire and C. H. Townes, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 84 (1964).
[3] N. M. Kroll, *J. Appl. Phys.* **36**, 34 (1965).
[4] C. L. Tang, *J. Appl. Phys.* **37**, 2945 (1966).
[5] W. Kaiser and M. Maier, in *Laser Handbook*, Vol. 2, F. T. Arecchi and E. O. SchulzDubois, Eds. (North-Holland, Amsterdam, 1972), Chap. E2.
[6] E. P. Ippen and R. H. Stolen, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 539 (1972).
[7] R. G. Smith, *Appl. Opt.* **11**, 2489 (1972).

[8] D. Cotter, *J. Opt. Commun.* **4**, 10 (1983).
[9] Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics* (Wiley, New York, 1984), Chap. 11.
[10] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 2nd ed. (Academic Press, San Diego, 2003), Chap. 9.
[11] R. M. Shelby, M. D. Levenson, and P. W. Bayer, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 939 (1985); *Phys.Rev. B* **31**, 5244 (1985)
[12] A. Melloni, M. Frasca, A. Garavaglia, A. Tonini, M. Martinelli, *Opt. Lett.* **23**, 691 (1998).
[13] R. S. Krishnan, *Nature* **165**, 933 (1950).
[14] D. Heiman, D. S. Hamilton, and R. W. Hellwarth, *Phys. Rev. B* **19**, 6583 (1979).
[15] P. J. Thomas, N. L. Rowell, H. M. van Driel, and G. I. Stegeman, *Phys. Rev. B* **19**, 4986 (1979).
[16] J. Stone and A. R. Chraplyvy, *Electron. Lett.* **19**, 275 (1983).
[17] R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, and R. M. Derosier, *Electron. Lett.* **22**, 1011 (1986).
[18] N. Shibata, R. G. Waarts, and R. P. Braun, *Opt. Lett.* **12**, 269 (1987).
[19] Y. Azuma, N. Shibata, T. Horiguchi, and M. Tateda, *Electron. Lett.* **24**, 250 (1988).
[20] N. Shibata, K. Okamoto, and Y. Azuma, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1167 (1989).
[21] T.-O. Sun, A. Wada, T. Sakai, and R. Yamuchi, *Electron. Lett.* **28**, 247 (1992).
[22] A. Yeniay, J.-M. Delavaux, and J. Toulouse, *J. Lightwave Technol.* **20**, 1425 (2002).
[23] Y. Koyamada, S. Sato, S. Nakamura, H. Sotobayashi, and W. Chujo, *J. Lightwave Technol.* **22**, 631 (2004).
[24] J. H. Lee, T. Tanemura, K. Kikuchi, T. Nagashima, T. Hasegawa, S. Ohara, and N. Sugimoto, *Opt. Lett.* **30**, 1698 (2005).
[25] V. I. Kovalev and R. G. Harrison, *Opt. Lett.* **27**, 2022 (2002).
[26] G. C. Valley, *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 704 (1986).
[27] P. Narum, M. D. Skeldon, and R. W. Boyd, *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 2161 (1986).
[28] E. Lichtman, A. A. Friesem, R. G. Waarts, and H. H. Yaffe, *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 1397 (1987).
[29] R. H. Stolen, *IEEE J. Quantum Electron.* **15**, 1157 (1979).
[30] M. O. van Deventer and A. J. Boot, *J. Lightwave Technol.* **12**, 585 (1994).
[31] J. Botineau, E. Picholle, and D. Bahloul, *Electron. Lett.* **31**, 2032 (1995).
[32] A. Kobyakov, S. Kumar, D. Q. Chowdhury, A. Boh Ruffin, M. Sauer, S. R. Bickham, and R. Mishra, *Opt. Express* **13**, 5338 (2005).
[33] Y. Imai and N. Shimada *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 1335 (1993).
[34] N. Yoshizawa and T. Imai, *J. Lightwave Technol.* **11**, 1518 (1993).
[35] K. Shiraki, M. Ohashi, and M. Tateda, *Electron. Lett.* **31**, 668 (1995).
[36] K. Shiraki, M. Ohashi, and M. Tateda, *J. Lightwave Technol.* **14**, 50 (1996); *J. Lightwave Technol.* **14**, 549 (1996).
[37] K. Tsujikawa, K. Nakajima, Y. Miyajima, and M. Ohashi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 1139 (1998).
[38] J. Hansryd, F. Dross, M. Westlund, P. A. Andrekson, and S. N. Knudsen, *J. Lightwave Technol.* **19**, 1691 (2001).
[39] E. M. Dianov, B. Y. Zeldovich, A. Y. Karasik, and A. N. Pilipetskii, *Sov. J. Quantum Electron.* **19**, 1051 (1989).
[40] A. Hirose, Y. Takushima and T. Okoshi, *J. Opt. Commun.* **12**, 82 (1991).
[41] K. Kikuchi and C. Lorattanasane, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 992 (1994).
[42] M. E. Marhic, F. S. Yang, and L.G. Kazovsky, *Electron. Lett.* **32**, 2336 (1994).
[43] J. Hansryd, P. A. Andrekson, M. Westlund, J. Li, and P. O. Hedekvist, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **8**, 506 (2002).
[44] M. M. Howerton, W. K. Burns, and G. K. Gopalakrishnan, *J. Lightwave Technol.* **14**, 417 (1996).
[45] S. S. Lee, H. J. Lee, W. Seo, and S. G. Lee, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 741 (2001).
[46] H. Lee and G. P. Agrawal, *Opt. Express* **11**, 3467 (2003).
[47] Y.-X. Fan, F.-Y. Lu, S.-L. Hu, K.-C. Lu, H.-J.Wang, X.-Y. Dong, and G.-Y. Zhang, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 652 (2003).
[48] Y. Wang, A. Martinez-Rios, and H. Po, *Opt. Fiber Technol.* **10**, 201 (2004).
[49] V. Philippov, C. Codemard, Y. Jeong, C. Alegria, J. K. Sahu, J. Nilsson, and G. N. Pearson, *Opt. Lett.* **29**, 2590 (2004).
[50] Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, and J. Nilsson, *Opt. Express* **12**, 6088 (2004).
[51] Y. M. Huo, P. K. Cheo, and G. G. King, *Opt. Express* **12**, 6230 (2004).

[52] V. Pashinina, V. Sturmb, V. Tumorina, and R. Nollb, *Opt. Laser Technol.* **33**, 617 (2001).
[53] K. Tei, Y. Tsuruoka, T. Uchiyama, and T. Fujioka, *Jpn. J. Appl. Phys.* **40**, 3191 (2001).
[54] M. Sjöberg, M. L. Quiroga-Teixeiro, S. Galt, and S. Hård, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 434 (2003).
[55] A. Mocofanescu, L. Wang, R. Jain, K. D. Shaw, A. Gavrielides, P. Peterson, and M. P. Sharma, *Opt. Express* **13**, 2019 (2005).
[56] N. Uesugi, M. Ikeda, and Y. Sasaki, *Electron. Lett.* **17**, 379 (1981).
[57] D. Cotter, *Electron. Lett.* **18**, 495 (1982).
[58] Y. Aoki, K. Tajima, and I. Mito, *Opt. Quantum Electron.* **19**, 141 (1987).
[59] P. Labudde, P. Anliker, and H. P. Weber, *Opt. Commun.* **32**, 385 (1980).
[60] A. A. Fotiadi and R. V. Kiyan, *Opt. Lett.* **23**, 1805 (1998).
[61] N. A. Olsson and J. P. van der Ziel, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 1329 (1986).
[62] C. G. Atkins, D. Cotter, D. W. Smith, and R. Wyatt, *Electron. Lett.* **22**, 556 (1986).
[63] D. Cotter, D. W. Smith, C. G. Atkins, and R. Wyatt, *Electron. Lett.* **22**, 671 (1986).
[64] A. R. Chraplyvy and R. W. Tkach, *Electron. Lett.* **22**, 1084 (1986).
[65] N. A. Olsson and J. P. van der Ziel, *J. Lightwave Technol.* **5**, 147 (1987).
[66] R. G. Waarts, A. A. Friesem, and Y. Hefetz, *Opt. Lett.* **13**, 152 (1988).
[67] R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, R. M. Derosier, and H. T. Shang, *Electron. Lett.* **24**, 260 (1988); *IEEE Photon. Technol. Lett.* **1**, 111 (1989).
[68] A. A. Fotiadi, E. A. Kuzin, M. P. Petrov, and A. A. Ganichev, *Sov. Tech. Phys. Lett.* **15**, 434 (1989).
[69] R. W. Tkach and A. R. Chraplyvy, *Opt. Quantum Electron.* **21**, S105 (1989).
[70] A. S. Siddiqui and G. G. Vienne, *J. Opt. Commun.* **13**, 33 (1992).
[71] Y. Takushima and K. Kikuchi, *Opt. Lett.* **20**, 34 (1995).
[72] S. J. Strutz, K. J. Williams, and R. D. Esman, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 936 (2001).
[73] L. Chen and X. Bao, *Opt. Commun.* **152**, 65 (1998).
[74] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, 2nd ed. (Van Nostrand Reinhold, New York, 1993).
[75] J. A. Arnaud, *IEEE J. Quantum Electron.* **4**, 893 (1968).
[76] C. Culverhouse, F. Farahi, C. N. Pannell, and D. A. Jackson, *Electron. Lett.* **25**, 914 (1989).
[77] T. Kurashima, T. Horiguchi, and M. Tateda, *Opt. Lett.* **15**, 1038 (1990).
[78] X. Bao, D. J. Webb, and D. A. Jackson, *Opt. Lett.* **18**, 1561 (1993).
[79] X. Bao, D. J. Webb, and D. A. Jackson, *Opt. Commun.* **104**, 298 (1994); *Opt. Lett.* **19**, 141 (1994).
[80] T. R. Parker, M. Farhadiroushan, R. Feced, V. A. Handerek, and A. J. Rogers, *IEEE J. Quantum Electron.* **34**, 645 (1998).
[81] H. H. Kee, G. P. Lees, and T. P. Newson, *Opt. Lett.* **25**, 695 (2000).
[82] P. C. Wait and A. H. Hartog, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 508 (2001).
[83] X. Bao, M. DeMerchant, A. Brown, and T. Bremner, *J. Lightwave Technol.* **19**, 1698 (2001).
[84] K. Hotate and M. Tanaka, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 179 (2002).
[85] Y. T. Cho, M. N. Alahbabi, G. Brambilla, and T. P. Newson, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 1256 (2005).
[86] G. N. Burlak, V. V. Grimal'skii, and Y. N. Taranenko, *Sov. Tech. Phys. Lett.* **32**, 259 (1986).
[87] J. Costes and C. Montes, *Phys. Rev. A* **34**, 3940 (1986).
[88] E. Lichtman, R. G. Waarts, and A. A. Friesem, *J. Lightwave Technol.* **7**, 171 (1989).
[89] A. Höök, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 1284 (1991).
[90] A. Höök and A. Bolle, *J. Lightwave Technol.* **10**, 493 (1992).
[91] G. Grosso and A. Höök, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 946 (1993).
[92] S. Rae, I. Bennion, and M. J. Carswell, *Opt. Commun.* **123**, 611 (1996).
[93] H. Li and K. Ogusu, *Jpn. J. Appl. Phys.* **38**, 6309 (1999); *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 93 (2002).
[94] K. Ogusu, *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 769 (2001); *Opt. Rev.* **8**, 358 (2001).
[95] E. Picholle, C. Montes, C. Leycuras, O. Legrand, and J. Botineau, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1454 (1991).
[96] Y. N. Taranenko and L. G. Kazovsky, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, 494 (1992).
[97] C. Montes, A. Mikhailov, A. Picozii, and F. Ginovart, *Phys. Rev. E* **55**, 1086 (1997).
[98] K. Y. Song, M. G. Herráez, and L. Thévenaz, *Opt. Express* **13**, 82 (2005).

[99] Y. Okawachi, M. S. Bigelow, J. E. Sharping, Z. Zhu, A. Schweinsberg, D. J. Gauthier, R. W. Boyd, and A. L. Gaeta, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 153902 (2005).
[100] R.W. Boyd and D. J. Gauthier, in *Progress in Optics*, Vol. 43, E. Wolf, Ed. (Elsevier, Amsterdam, 2002), Chap. 6.
[101] R. V. Johnson and J. H. Marburger, *Phys. Rev. A* **4**, 1175 (1971).
[102] I. Bar-Joseph, A. A. Friesem, E. Lichtman, and R. G. Waarts, *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 1606 (1985).
[103] B. Y. Zeldovich and V. V. Shkunov, *Sov. J. Quantum Electron.* **12**, 223 (1982).
[104] N. F. Andreev, V. I. Besapalov, A. M. Kiselev, G. A. Pasmanik, and A. A. Shilov, *Sov. Phys. JETP* **55**, 612 (1982).
[105] C. J. Randall and J. R. Albritton, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1887 (1984).
[106] P. Narum and R. W. Boyd, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 1216 (1987).
[107] P. Narum, A. L. Gaeta, M. D. Skeldon, and R. W. Boyd, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 623 (1988).
[108] K. Ogusu, *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 769 (2000).
[109] R. G. Harrison, J. S. Uppal, A. Johnstone, and J. V. Moloney, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 167 (1990).
[110] A. L. Gaeta and R. W. Boyd, *Phys. Rev. A* **44**, 3205 (1991).
[111] M. Dämmig, C. Boden, and F. Mitschke, *Appl. Phys. B* **55**, 121 (1992).
[112] A. Johnstone, W. Lu, J. S. Uppal, and R. G. Harrison, *Opt. Commun.* **81**, 122 (1991).
[113] W. Lu and R. G. Harrison, *Europhys. Lett.* **16**, 655 (1991).
[114] W. Lu, A. Johnstone, and R. G. Harrison, *Phys. Rev. A* **46**, 4114 (1992).
[115] A. L. Gaeta and R. W. Boyd, *Int. J. Nonlinear Opt. Phys.* **1**, 581 (1992).
[116] C. Chow and A. Bers, *Phys. Rev. A* **47**, 5144 (1993).
[117] R. G. Harrison, W. Lu, D. S. Lim, D. Yu, and P. M. Ripley, *Proc. SPIE* **2039**, 91 (1993).
[118] M. Dämmig, G. Zimmer, F. Mitschke, and H. Welling, *Phys. Rev. A* **48**, 3301 (1993).
[119] R. G. Harrison, P. M. Ripley, and W. Lu, *Phys. Rev. A* **49**, R24 (1994).
[120] Y. Imai and H. Aso, *Opt. Rev.* **4**, 476 (1997).
[121] V. Leceeuche, B. Ségard, and J. Zemmouri, *Opt. Commun.* **172**, 335 (1999).
[122] A. A. Fotiadi, R. Kiyan, O. Deparis, P. Mégret, and M. Blondel, *Opt. Lett.* **27**, 83 (2002).
[123] K. O. Hill, B. S. Kawasaki, and D. C. Johnson, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 608 (1976).
[124] K. O. Hill, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, *Appl. Phys. Lett.* **29**, 185 (1976).
[125] B. S. Kawasaki, D. C. Johnson, Y. Fujii, and K. O Hill, *Appl. Phys. Lett.* **32**, 429 (1978).
[126] D. R. Ponikvar and S. Ezekiel, *Opt. Lett.* **6**, 398 (1981).
[127] L. F. Stokes, M. Chodorow, and H. J. Shaw, *Opt. Lett.* **7**, 509 (1982).
[128] P. Bayvel and I. P. Giles, *Opt. Lett.* **14**, 581 (1989).
[129] E. M. Dianov, S. K. Isaev, L. S. Kornienko, V. V. Firsov, and Y. P. Yatsenko, *Sov. J. Quantum Electron.* **19**, 1 (1989).
[130] S. P. Smith, F. Zarinetchi, and S. Ezekiel, *Opt. Lett.* **16**, 393 (1991).
[131] F. Zarinetchi, S. P. Smith, and S. Ezekiel, *Opt. Lett.* **16**, 229 (1991).
[132] S. Huang, K. Toyama, P.-A. Nicati, L. Thévenaz, B. Y. Kim, and H. J. Shaw, *Proc. SPIE* **1795**, 48 (1993).
[133] S. Huang, L. Thévenaz, K. Toyama, B. Y. Kim, and H. J. Shaw, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 365 (1993).
[134] T. P. Mirtchev and N. I. Minkovski, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 158 (1993).
[135] P.-A. Nicati, K. Toyama, S. Huang, and H. J. Shaw, *Opt. Lett.* **18**, 2123 (1993); *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 801 (1994).
[136] G. J. Cowle and D. Y. Stepanov, *Opt. Lett.* **21**, 1250 (1996); *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 1465 (1996).
[137] D. Y. Stepanov and G. J. Cowle, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **3**, 1049 (1997).
[138] S. Yamashita and G. J. Cowle, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 796 (1998).
[139] D. S. Lim, H. K. Lee, K. H. Kim, S. B. Kang, J. T. Ahn, and M. Y. Jeon, *Opt. Lett.* **23**, 1671 (1998).
[140] M. K. Abd-Rahman, M. K. Abdullah, and H. Ahmad, *Opt. Commun.* **181**, 135 (2000).
[141] W. Y. Oh, J. S. Ko, D. S. Lim, and W. Seo, *Opt. Commun.* **201**, 399 (2002).
[142] S. W. Harun, N. Tamchek, P. Poopalan, and H. Ahmad, *Microwave Opt. Tech. Lett.* **35**, 506 (2002).
[143] J. C. Yong, L. Thévenaz, and B. Y. Kim, *J. Lightwave Technol.* **21**, 546 (2003).

[144] Y. J. Song, L. Zhan, S. Hu, Q. H. Ye, and Y. X. Xia, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 2015 (2004).
[145] Y. J. Song, L. Zhan, J. H. Ji, Y. Su, Q. H. Ye, and Y. X. Xia, *Opt. Lett.* **30**, 486 (2005).
[146] M. H. Al-Mansoori, M. K. Abd-Rahman, F. R. M. Adikan, and M. A. Mahdi, *Opt. Express* **13**, 3471 (2005).
[147] C. Montes, A. Mahmhoud, and E. Picholle, *Phys. Rev. A* **49**, 1344 (1994).
[148] S. Randoux, V. Lecoueche, B. Ségrad, and J. Zemmouri, *Phys. Rev. A* **51**, R4345 (1995); *Phys. Rev. A* **52**, 221 (1995).
[149] S. Randoux and J. Zemmouri, *Phys. Rev. A* **59**, 1644 (1999).
[150] C. Montes, D. Bahloul, I. Bongrand, J. Botineau, G. Cheval, A. Mahmhoud, E. Picholle, and A. Picozzi, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 932 (1999).
[151] V. I. Kovalev and R. G. Harrison, *Opt. Commun.* **204**, 349 (2002).
[152] A. E. Siegman, *Lasers* (University Science Books, Sausalito, CA, 1986).
[153] L. Stepien, S. Randoux, and J. Zemmouri, *Phys. Rev. A* **65**, 053812 (2002).

第10章　四波混频

第8章和第9章讨论的受激散射过程,与石英的分子振动或密度起伏有关,从这个意义上讲,光纤起主动作用。在另一类非线性现象中,除了作为几个光波发生互作用的媒介之外,光纤起被动作用。由于这类非线性过程在光纤中建立起之前,伴随对介质参量(如折射率)的调制,而且要求相位匹配,故称为参量过程。在这些参量过程中,四波混频(four-wave mixing,FWM)起主导作用。尽管FWM对WDM系统有害,在设计时必须减小它的影响,但它也有多种应用。

10.1节　介绍四波混频的起源。
10.2节　介绍四波混频的标量理论。
10.3节　介绍相位匹配技术。
10.4节　重点介绍参量放大。
10.5节　介绍与FWM有关的偏振效应。
10.6节　介绍FWM的部分应用。

10.1　四波混频的起源

四波混频(FWM)过程起源于介质的束缚电子对电磁场的非线性响应。正如在2.3节中所讨论的,介质感应的极化包含线性极化和非线性极化,后者的大小由非线性极化率决定[1~5]。根据这些非线性过程取决于二阶极化率 $\chi^{(2)}$ 还是三阶极化率 $\chi^{(3)}$,可分为二阶或三阶参量过程。在偶极子近似下,对于各向同性介质,其二阶极化率 $\chi^{(2)}$ 为零。基于这个原因,诸如二次谐波产生等二阶参量过程不会在石英光纤内发生。实际中,由于存在电四极子和磁偶极子效应,这些二阶参量过程确实在石英光纤中发生了,但转换效率相当低。

三阶参量过程涉及4个光波的互作用,包括诸如四波混频、三次谐波产生等现象[1~5]。确实,在低损耗光纤可以实用不久,人们就开始对光纤中的FWM现象进行研究[6~26]。FWM的主要特点可以从式(1.3.1)中的三阶极化项来理解,

$$\boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}=\varepsilon_0\chi^{(3)}\vdots\boldsymbol{EEE} \tag{10.1.1}$$

式中,$\boldsymbol{E}$ 为电场强度,$\boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}$ 为感应非线性极化强度。

通常,FWM是偏振相关的,必须发展一种完整的矢量理论(见10.5节)来描述它。然而,首先考虑所有4个光场均沿双折射光纤的某个主轴线偏振,因而能保持其偏振态的标量情形,这样也能够得到相当丰富的物理图像。考虑振荡频率分别为 $\omega_1,\omega_2,\omega_3$ 和 ω_4 且沿同一 x 轴方向线偏振的4个连续光波,总电场可写成

$$\mathbf{E}=\frac{1}{2}\hat{x}\sum_{j=1}^{4}E_j\exp[i(\beta_j z-\omega_j t)]+\mathrm{c.c.} \tag{10.1.2}$$

式中，传输常数 $\beta_j = \tilde{n}_j\omega_j/c$，$\tilde{n}_j$ 是模折射率。若将式(10.1.2)代入式(10.1.1)，把 $\boldsymbol{P}_{\rm NL}$表示成和 $\boldsymbol{E}$ 相同的形式，

$$\boldsymbol{P}_{\rm NL} = \frac{1}{2}\hat{x}\sum_{j=1}^{4} P_j \exp[i(\beta_j z - \omega_j t)] + {\rm c.c.} \tag{10.1.3}$$

可以发现，$P_j(j = 1 \sim 4)$由许多包含三个电场积的项组成。例如，P_4 可以表示为

$$\begin{aligned} P_4 = \frac{3\varepsilon_0}{4}\chi^{(3)}_{xxxx}[&|E_4|^2E_4 + 2(|E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_3|^2)E_4 + \\ &2E_1E_2E_3\exp(i\theta_+) + 2E_1E_2E_3^*\exp(i\theta_-) + \cdots] \end{aligned} \tag{10.1.4}$$

式中，θ_+ 和 θ_- 定义为

$$\theta_+ = (\beta_1 + \beta_2 + \beta_3 - \beta_4)z - (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega_4)t \tag{10.1.5}$$

$$\theta_- = (\beta_1 + \beta_2 - \beta_3 - \beta_4)z - (\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4)t \tag{10.1.6}$$

式(10.1.4)中，含 E_4 的前四项是造成 SPM 和 XPM 的原因，其余项源于所有 4 个波的频率组合(和频或差频)。在四波混频过程中究竟有多少项是有效的，取决于由 θ_+ 和 θ_-(或其他类似量)支配的 E_4 和 P_4 之间的相位失配。

只有当相位失配几乎为零时，才会发生显著的四波混频过程。这就需要频率及波矢的匹配，后者通常称为相位匹配。用量子力学术语可以描述为，一个或几个光波的光子被湮灭，同时产生了几个不同频率的新光子，且在此参量作用过程中，净能量和动量是守恒的，这时就会发生四波混频过程。FWM 过程与第 8 章和第 9 章讨论的受激散射过程之间的主要区别是，在受激喇曼散射或受激布里渊散射中，相位匹配条件自动满足，这是非线性介质主动参与的结果；相反，在 FWM 能够高效发生之前，要求选择特定的输入波长和光纤参量值，以满足相位匹配条件。

在式(10.1.4)中，有两类 FWM 项。含 θ_+ 的项对应三个光子将能量转移给频率为 $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$ 的一个新光子的情形，这一项是造成三次谐波($\omega_1 = \omega_2 = \omega_3$)产生的原因。通常，很难满足使这些过程在光纤中高效发生的相位匹配条件。式(10.1.4)中含 θ_- 的项对应频率为 ω_1 和 ω_2 的两个光子的湮灭，同时产生频率为 ω_3 和 ω_4 的两个新光子的情形，即

$$\omega_3 + \omega_4 = \omega_1 + \omega_2 \tag{10.1.7}$$

对于此过程，相位匹配条件要求 $\Delta k = 0$，即

$$\begin{aligned} \Delta k &= \beta_3 + \beta_4 - \beta_1 - \beta_2 \\ &= (\tilde{n}_3\omega_3 + \tilde{n}_4\omega_4 - \tilde{n}_1\omega_1 - \tilde{n}_2\omega_2)/c \end{aligned} \tag{10.1.8}$$

式中，$\tilde{n}_j$ 是频率为 ω_j 时的有效模折射率。

在 $\omega_1 \neq \omega_2$ 的一般条件下，要发生 FWM 过程，必须入射两束泵浦波。人们对 $\omega_1 = \omega_2$ 的特殊情形更感兴趣，因为此时只需要一束泵浦波就可以激发 FWM 过程。光纤中的 FWM 通常采用这种简并情形。从物理意义上讲，它用类似于 SRS 的方法来表示。频率为 ω_1 的强泵浦波产生两对称的边带，边带的频率分别为 ω_3 和 ω_4，其频移为

$$\Omega_s = \omega_1 - \omega_3 = \omega_4 - \omega_1 \tag{10.1.9}$$

这里，假定 $\omega_3 < \omega_4$。事实上，直接与 SRS 类比，ω_3 处的低频边带和 ω_4 处的高频边带分别称为斯托克斯带和反斯托克斯带。简并四波混频起初称为三波混频，因为在此非线性过程中只牵涉到 3 个不同频率[6]。然而，在此称之为四波混频，而把三波混频留给与 $\chi^{(2)}$ 有关的过程；同时，

四光子混频这个名称也用做 FWM 过程,二者意义完全相同[7]。借用微波领域的术语,也常把斯托克斯带和反斯托克斯带分别称为信号波和闲频波。

10.2 四波混频理论

简并四波混频把强泵浦波的能量转移给相对泵浦频率 ω_1 发生了上、下频移的两个波,其频移量 Ω_s 由式(10.1.9)给出。如果只有泵浦波入射到光纤中并且满足相位匹配条件,则频率为 ω_3 和 ω_4 的斯托克斯波和反斯托克斯波就能从噪声中产生,这与第 8 章和第 9 章中讨论的受激散射过程类似。另一方面,若频率为 ω_3 的弱信号也同泵浦波一起入射到光纤中,则此信号将被放大,同时产生频率为 ω_4 的闲频波,引起这种放大的增益称为参量增益。本节将详细讨论四波混频过程,推导参量增益的表达式,并对非简并情形($\omega_1 \neq \omega_2$)进行一般性的讨论。

10.2.1 耦合振幅方程

与以往的讨论一样,出发点仍是波动方程(2.3.1),其中非线性极化强度 $\boldsymbol{P}_{\rm NL}$ 与总电场 $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)$ 的关系由式(10.1.1)给出。把式(10.1.2)和式(10.1.3),连同线性极化强度的类似表达式一起代入波动方程,若假定满足准连续条件,可忽略场分量 $E_j(j=1\sim4)$ 对时间的依赖关系;然而,利用 $E_j(\boldsymbol{r})=F_j(x,y)A_j(z)$ 可以将空间依赖关系包括在内[12],式中 $F_j(x,y)$ 为第 j 个场在光纤中传输时光纤模式的空间分布。对 $F_j(x,y)$ 积分,振幅 $A_j(z)$ 在光纤中的演化由以下耦合方程决定:

$$\frac{\mathrm{d}A_1}{\mathrm{d}z}=\frac{in_2\omega_1}{c}\left[\left(f_{11}|A_1|^2+2\sum_{k\neq1}f_{1k}|A_k|^2\right)A_1+2f_{1234}A_2^*A_3A_4\mathrm{e}^{i\Delta kz}\right] \tag{10.2.1}$$

$$\frac{\mathrm{d}A_2}{\mathrm{d}z}=\frac{in_2\omega_2}{c}\left[\left(f_{22}|A_2|^2+2\sum_{k\neq2}f_{2k}|A_k|^2\right)A_2+2f_{2134}A_1^*A_3A_4\mathrm{e}^{i\Delta kz}\right] \tag{10.2.2}$$

$$\frac{\mathrm{d}A_3}{\mathrm{d}z}=\frac{in_2\omega_3}{c}\left[\left(f_{33}|A_3|^2+2\sum_{k\neq3}f_{3k}|A_k|^2\right)A_3+2f_{3412}A_1A_2A_4^*\mathrm{e}^{-i\Delta kz}\right] \tag{10.2.3}$$

$$\frac{\mathrm{d}A_4}{\mathrm{d}z}=\frac{in_2\omega_4}{c}\left[\left(f_{44}|A_4|^2+2\sum_{k\neq4}f_{4k}|A_k|^2\right)A_4+2f_{4312}A_1A_2A_3^*\mathrm{e}^{-i\Delta kz}\right] \tag{10.2.4}$$

式中,波矢失配 Δk 由式(10.1.8)给出。交叠积分 f_{jk} 的定义见 7.1 节中的式(7.1.14),这里新的交叠积分 f_{ijkl} 为[12]

$$f_{ijkl}=\frac{\langle F_i^*F_j^*F_kF_l\rangle}{[\langle|F_i|^2\rangle\langle|F_j|^2\rangle\langle|F_k|^2\rangle\langle|F_l|^2\rangle]^{1/2}} \tag{10.2.5}$$

式中,角括号代表对横向坐标 x 和 y 的积分。在推导方程(10.2.1)至方程(10.2.4)的过程中,只保留了近似相位匹配的项,并忽略了 $\chi^{(3)}$ 的频率依赖关系。参量 n_2 是前面由式(2.3.13)定义的非线性折射率系数。

10.2.2 耦合振幅方程的近似解

方程(10.2.1)至方程(10.2.4)包含了 SPM 和 XPM 及泵浦消耗效应对四波混频过程的影响,从这个意义上讲,它们具有普遍性,有必要采用数值方法对它们精确求解。若假定泵浦波比其他波强得多,在 FWM 过程中可以忽略泵浦消耗的影响,则可以得到相当丰富的物理图像。为进

一步简化,假定所有交叠积分都近似相等,即

$$f_{ijkl} \approx f_{ij} \approx 1/A_{\text{eff}} \quad (i,j,k,l=1,2,3,4) \tag{10.2.6}$$

式中,A_{eff}是在 2.3 节中引入的有效模场面积,此假定对单模光纤是有效的。以下分析容易扩展到交叠积分不同的情形[12]。

利用下面的定义引入一个新的非线性参量:

$$\gamma_j = n_2\omega_j/(cA_{\text{eff}}) \approx \gamma \tag{10.2.7}$$

式中,若忽略了 4 个光波频率之间的微小差别,则 γ 为一个平均值。容易求出关于泵浦场的方程(10.2.1)和方程(10.2.2)的解为

$$A_1(z) = \sqrt{P_1}\exp[i\gamma(P_1+2P_2)z] \tag{10.2.8}$$

$$A_2(z) = \sqrt{P_2}\exp[i\gamma(P_2+2P_1)z] \tag{10.2.9}$$

式中,$P_j = |A_j(0)|^2$,P_1 和 P_2 为 $z=0$ 处的入射泵浦功率。这一解表明,在无泵浦消耗的近似下,泵浦波仅获得了一个由 SPM 和 XPM 感应的相移。

把式(10.2.8)和式(10.2.9)代入方程(10.2.3)和方程(10.2.4)中,可得到两个关于信号场和闲频场的线性耦合方程

$$\frac{\mathrm{d}A_3}{\mathrm{d}z} = 2i\gamma[(P_1+P_2)A_3 + \sqrt{P_1P_2}\mathrm{e}^{-i\theta}A_4^*] \tag{10.2.10}$$

$$\frac{\mathrm{d}A_4^*}{\mathrm{d}z} = -2i\gamma[(P_1+P_2)A_4^* + \sqrt{P_1P_2}\mathrm{e}^{i\theta}A_3] \tag{10.2.11}$$

式中,$\theta = [\Delta k - 3\gamma(P_1+P_2)]z$。为解这两个方程,引入

$$B_j = A_j\exp[-2i\gamma(P_1+P_2)z] \quad (j=3,4) \tag{10.2.12}$$

利用式(10.2.10)至式(10.2.12),可得

$$\frac{\mathrm{d}B_3}{\mathrm{d}z} = 2i\gamma\sqrt{P_1P_2}\exp(-i\kappa z)B_4^* \tag{10.2.13}$$

$$\frac{\mathrm{d}B_4^*}{\mathrm{d}z} = -2i\gamma\sqrt{P_1P_2}\exp(i\kappa z)B_3 \tag{10.2.14}$$

式中,有效相位失配为

$$\kappa = \Delta k + \gamma(P_1+P_2) \tag{10.2.15}$$

方程(10.2.13)和方程(10.2.14)很容易求解。对方程(10.2.13)两边取微分,并利用方程(10.2.14)消去 B_4^*,可以得到下面的关于 B_3 的方程:

$$\frac{\mathrm{d}^2B_3}{\mathrm{d}z^2} + i\kappa\frac{\mathrm{d}B_3}{\mathrm{d}z} - (4\gamma^2P_1P_2)B_3 = 0 \tag{10.2.16}$$

同样,可以得到关于 B_4^* 的方程。它们的通解为[12]

$$B_3(z) = (a_3\mathrm{e}^{gz} + b_3\mathrm{e}^{-gz})\exp(-i\kappa z/2) \tag{10.2.17}$$

$$B_4^*(z) = (a_4\mathrm{e}^{gz} + b_4\mathrm{e}^{-gz})\exp(i\kappa z/2) \tag{10.2.18}$$

式中 a_3,b_3,a_4 和 b_4 由边界条件确定,参量增益(parametric gain)g 取决于泵浦功率,定义为

$$g = \sqrt{(\gamma P_0 r)^2 - (\kappa/2)^2} \tag{10.2.19}$$

这里,引入的参量 r 和 P_0 为

$$r=2(P_1P_2)^{1/2}/P_0 \qquad P_0=P_1+P_2 \tag{10.2.20}$$

只有当泵浦波大部分未被消耗时,式(10.2.17)和式(10.2.18)给出的解才是正确的。通过求解完整的方程(10.2.1)至方程(10.2.4),可将泵浦消耗包括在内,这样的解可用椭圆函数形式表示[27],但由于较复杂,此处不予讨论。

10.2.3 相位匹配效应

上面推导参量增益时假定两泵浦波是有区别的。当两泵浦波在频率、偏振态和空间模式上都不可区分时,前面描述的整个过程只需考虑式(10.1.2)中的三项即可。若选择 $P_1=P_2=P_0/2(r=1)$,而 κ[见式(10.2.15)]由

$$\kappa=\Delta k+2\gamma P_0 \tag{10.2.21}$$

代替,则参量增益仍可以由式(10.2.19)给出。

图10.1给出了对几个特定的 γP_0 值,g 随 Δk 变化的情形。在 $\kappa=0$ 或 $\Delta k=-2\gamma P_0$ 处有最大增益($g_{max}=\gamma P_0$),增益存在的范围为 $0>\Delta k>-4\gamma P_0$,这些特征可通过式(10.2.19)和式(10.2.21)来解释。增益峰偏离 $\Delta k=0$ 应归因于SPM和XPM对相位失配的贡献,这可以由式(10.2.21)清楚地看出来。

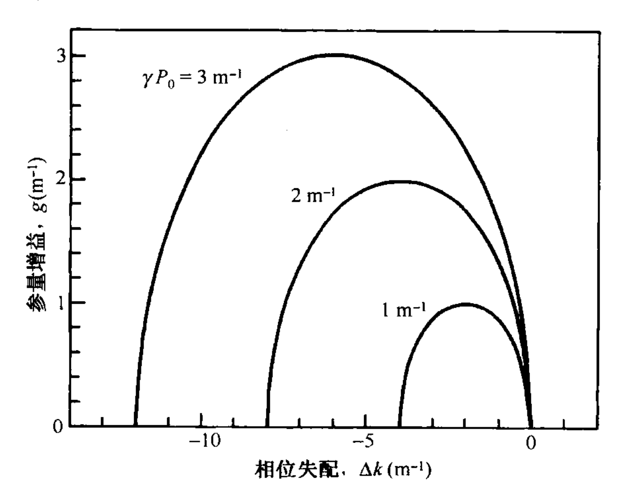


图10.1　几个不同的泵浦功率 P_0 下参量增益随相位失配 Δk 的变化,增益峰偏离 $\Delta k=0$ 是由于SPM和XPM效应引起的

比较参量增益与喇曼增益的峰值是有用的[7]。由式(10.2.19)可知,参量增益的最大值为(假定 $r=1$)

$$g_{\max}=\gamma P_0=g_P(P_0/A_{\text{eff}}) \tag{10.2.22}$$

式中,γ 由式(10.2.7)给出,在泵浦波长 λ_1 处 g_P 被定义为 $g_P=2\pi n_2/\lambda_1$。令 $\lambda_1=1\ \mu\text{m}$,$n_2\approx 2.7\times10^{-20}\ \text{m}^2/\text{W}$,则可得 $g_P\approx1.7\times10^{-13}$ m/W,读者应将此值与图8.1中喇曼增益 g_R 的峰值进行对比。与 g_R 相比,参量增益高出约70%。结果表明,对四波混频过程,若实现相位匹配,则预计其阈值泵浦功率会比喇曼阈值低。实际中,对于长光纤,SRS是主要的,这是由于芯径的变化造成难以在较长的光纤中保持相位匹配。

定义一个称为相干长度(coherence length)的长度尺度 $L_{coh}=2\pi/|\Delta k|$,式中 Δk 为所能允许的最大波矢失配,只有在 $L<L_{coh}$时,才会发生显著的四波混频。即使满足这个条件,只要频移 Ω_s 位于喇曼增益带宽内(见第 8 章),SRS 也会对四波混频过程产生显著的影响。人们对 SRS 和 FWM 之间的相互影响已进行了广泛研究[28~36]。实际过程中的主要影响是通过 SRS 使斯托克斯分量得到放大,产生不对称的频谱边带,下一节将进一步讨论这一特征,并给出有关实验结果。

10.2.4 超快四波混频过程

以上分析以方程(10.2.10)和方程(10.2.11)为基础,并假设所有光波是连续或准连续波,因此可忽略群速度色散(GVD)效应。按照 2.3 节中的分析,并认为 $A_j(z)$是时间的慢变函数,则可以将 GVD 效应包括在内。假设所有 4 个光波沿双折射光纤的某个主轴方向偏振,则也可以忽略偏振效应。在方程(10.2.1)至方程(10.2.4)中将 GVD 效应和光纤损耗包括在内,等价于将导数 $\mathrm{d}A_j/\mathrm{d}z$ 用

$$\frac{\mathrm{d}A_j}{\mathrm{d}z}\to\frac{\partial A_j}{\partial z}+\beta_{1j}\frac{\partial A_j}{\partial t}+\frac{i}{2}\beta_{2j}\frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2}+\frac{1}{2}\alpha_j A_j \tag{10.2.23}$$

替换($j=1$ 至 4),所得到的 4 个耦合非线性薛定谔方程描述了皮秒光脉冲的四波混频,其中包括了 GVD,SPM 和 XPM 效应。在一般条件下,这 4 个耦合 NLS 方程很难解析求解,实际中常采用数值方法。参与四波混频过程的 4 个脉冲的群速度可能相差甚大,结果高效 FWM 不仅要求相位匹配,还要求群速度匹配。

一个很自然的问题是,这 4 个耦合 NLS 方程是否有孤子解,而且这些孤子就像 XPM 配对孤子一样相互依存。对特定的参量组合,这样的孤子确实存在,有时称为参量孤子或 FWM 孤子。在三波和四波互作用中,已对其进行了研究[37~43]。例如,若假定 4 个脉冲满足相位匹配和群速度匹配条件,同时所有 4 个脉冲有相同的 $|\beta_2|$值,适当选取 GVD 参量的符号,耦合 NLS 方程组有以两个亮孤子和两个暗孤子形式存在的孤立波解[39]。

在强连续波泵浦下,可以认为泵浦波几乎没有消耗,此时泵浦方程存在解析解。假定一束功率为 P_0 的泵浦波在 $z=0$ 处入射,发现信号和闲频波满足下面两个耦合 NLS 方程:

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_3}{\partial z}&+\beta_{13}\frac{\partial A_3}{\partial t}+\frac{i}{2}\beta_{23}\frac{\partial^2 A_3}{\partial t^2}+\frac{1}{2}\alpha_3 A_3\\&=i\gamma(|A_3|^2+2|A_4|^2+2P_0)A_3+i\gamma P_0 A_4^* \mathrm{e}^{-i\theta}\end{aligned} \tag{10.2.24}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_4}{\partial z}&+\beta_{14}\frac{\partial A_4}{\partial t}+\frac{i}{2}\beta_{24}\frac{\partial^2 A_4}{\partial t^2}+\frac{1}{2}\alpha_4 A_4\\&=i\gamma(|A_4|^2+2|A_3|^2+2P_0)A_4+i\gamma P_0 A_3^* \mathrm{e}^{-i\theta}\end{aligned} \tag{10.2.25}$$

式中,净相位失配 $\theta=(\Delta k+2\gamma P_0)z$ 是考虑到泵浦波的 SPM 感应相移。数值结果表明,若泵浦波长与光纤零色散波长基本一致,并且信号波长与闲频波长相对泵浦波长等间距分布,使 $\beta_{13}=\beta_{14}$和 $\beta_{23}=-\beta_{24}$(GVD 符号相反,但群速度相同),则与 7.3 节讨论的类似,方程组能维持"共生"孤子对[44]。这种共生孤子对与布里渊孤子类似,其要求参量增益和光纤损耗之间的平衡,称为耗散孤子。即使有一个脉冲在光纤正常色散区传输,组成孤子对的两个孤子也均是亮孤子。

当 4 个脉冲的载频间隔较大(大于 5 THz)时,必须用多 NLS 方程。在较小的频率间隔下(小于 1 THz),更实际的是利用由方程(2.3.36)或方程(2.3.43)给出的单 NLS 方程,并假定初始振幅为

$$A(0,t)=A_1(0,t)+A_3(0,t)\exp(-i\Omega_s t)+A_4(0,t)\exp(i\Omega_s t) \tag{10.2.26}$$

对方程求解。这里假定两泵浦波的频率是简并的,Ω_s 是式(10.1.9)给定的频移。这种方法自动包含了 SPM,XPM 和 FWM 效应,常用于 WDM 光波系统的模拟,唯一要求是数值模拟中采用的时间步长应比 $2\pi/\Omega_s$ 小得多。这种方法还可以将喇曼效应和双折射效应包括在内,为脉冲在光纤中传输时产生的各种非线性现象做了统一处理[34~36]。

10.3 相位匹配技术

由 10.2.2 节中给出的解可以看出,当相位失配$\kappa=0$时,式(10.2.19)中的参量增益 g 达到最大值,其中κ由式(10.2.15)给定。本节将讨论实际中实现相位匹配的几种方法。

10.3.1 物理机制

相位匹配条件$\kappa=0$可以写为

$$\kappa=\Delta k_M+\Delta k_W+\Delta k_{NL}=0 \tag{10.3.1}$$

式中,Δk_M,Δk_W 和 Δk_{NL}分别代表由材料色散、波导色散和非线性效应对相位失配的贡献。若把有效折射率写成

$$\tilde{n}_j=n_j+\Delta n_j \tag{10.3.2}$$

则 Δk_M 和 Δk_W 的贡献可由式(10.1.8)得出,式中 $\Delta n_j\equiv n_M(\omega_j)$是由波导效应引起的材料折射率 Δn_j 的变化。在简并 FWM 情形下($\omega_1=\omega_2$),式(10.3.1)中的三项的贡献分别为

$$\Delta k_M=[n_3\omega_3+n_4\omega_4-2n_1\omega_1]/c \tag{10.3.3}$$

$$\Delta k_W=[\Delta n_3\omega_3+\Delta n_4\omega_4-(\Delta n_1+\Delta n_2)\omega_1]/c \tag{10.3.4}$$

$$\Delta k_{NL}=\gamma(P_1+P_2) \tag{10.3.5}$$

为实现相位匹配,它们中至少有一个必须为负值。

若利用展开式(2.3.23),并有 $\beta_j=n_j\omega_j/c(j=1$ 至 $4)$,则材料色散对相位失配的贡献 Δk_M 就可以用频移量 Ω_s[见式(10.1.9)]来表示。在此展开式中,保留到 Ω_s 的四次项,即得

$$\Delta k_M\approx\beta_2\Omega_s^2+(\beta_4/12)\Omega_s^4 \tag{10.3.6}$$

式中,β_2 和 β_4 为泵浦频率 ω_1 处的色散参量。若泵浦波长($\lambda_1=2\pi c/\omega_1$)离光纤零色散波长 λ_D 不太近,则可以认为 $\Delta k_M\approx\beta_2\Omega_S^2$。由于当 $\lambda_1<\lambda_D$ 时,$\beta_2>0$,因而 Δk_M 在可见光和近红外区是正的;如果在多模光纤中以不同的模式传输不同的波,则可使 Δk_W 为负,这样就可以在 $\lambda_1<\lambda_D$ 时实现相位匹配。大多数早期的实验就是利用这种方法实现相位匹配的[6~11]。

在单模光纤中,所有的波有近乎相同的 Δn,因此 $\Delta k_W=0$。有三种方法可实现单模光纤中的相位匹配。第一,当泵浦波长超过 λ_D 时,Δk_M 变为负值,这就允许对 λ_D 附近的 λ_1 实现相位匹配。第二,当 $\lambda_1>\lambda_D$ 时,通过改变泵浦功率来调整 Δk_{NL},也能实现相位匹配。第三,当 $\lambda_1<\lambda_D$ 时,利用保偏光纤的模式双折射也可能实现相位匹配,方法是让不同的波在与光纤某个主轴成不同角度的方向上偏振。所有这三种方法都将在本节中讨论。

10.3.2 多模光纤中的相位匹配

当波导贡献 Δk_W 是负值且完全补偿式(10.3.1)中的正值 $\Delta k_M+\Delta k_{NL}$时,在多模光纤中就能实现相位匹配,Δk_W 的大小取决于参与 FWM 过程的 4 个波在光纤中的传输模式。2.2 节中的本征值方程(2.2.8)可以用来计算每个模式的 $\Delta n_j(j=1$ 至 $4)$,然后利用式(10.3.4)计算 Δk_W。

图10.2用实线给出了对纤芯半径为5 μm,纤芯-包层折射率差为0.006的光纤,$|\Delta k_W|$作为频移($\nu_s=\Omega_s/2\pi$)的函数的计算结果;虚线表示式(10.3.6)中Δk_M的二次项(即$\beta_2\Omega_S^2$)的变化。频移ν_s由实线和虚线的交点确定(假定Δk_{NL}可以忽略)。图10.2给出了两种不同的情形,其一是泵浦波在多模光纤中将功率分配给两个不同的光纤模式传输,如图10.2(a)所示,其二是泵浦波以单一模式在光纤中传输,如图10.2(b)所示。前者的频移约为1~10 THz,而后者则为100 THz左右,频移的精确值与具体的光纤参量值有关。图10.2中的点线给出了当纤芯半径增加10%时的ν_s变化情况。通常,光纤模式的一些组合能满足相位匹配条件。

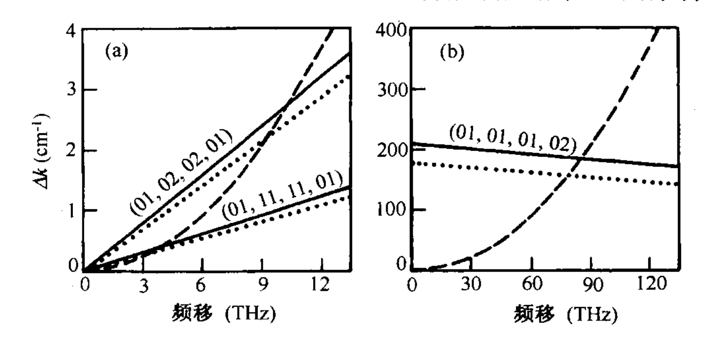


图10.2 (a)混合模;(b)单模泵浦传输的相位匹配图。实线和虚线分别表示$|\Delta k_W|$和Δk_M随频移的变化,点线是纤芯半径增加10%后的结果,光纤模式用LP_{mn}标注[7]

1974年,在石英光纤中实现相位匹配的四波混频实验中[6],将峰值功率约为100 W的532 nm的泵浦脉冲与在565~640 nm范围可调的染料激光器输出的约为10 mW的连续信号,一起入射到9 cm长光纤中。四波混频在蓝光区产生了新的光波($\omega_4=2\omega_1-\omega_3$),在参量放大实验中称之为闲频波。图10.3给出了通过改变信号频率ω_3观察到的闲频波的频谱,5个不同的峰对应满足相位匹配条件的不同光纤模式组合。两主峰不同的远场图样清楚地表明,闲频波是在不同的光纤模式中产生的。在此实验中,泵浦波是在一个单一光纤模式中传输的,正如图10.2所预期的,在50~60 THz相对较大的频移范围内实现了相位匹配。在另一个实验中[11],频移高达130 THz,此值对应于泵浦频率变化了23%。

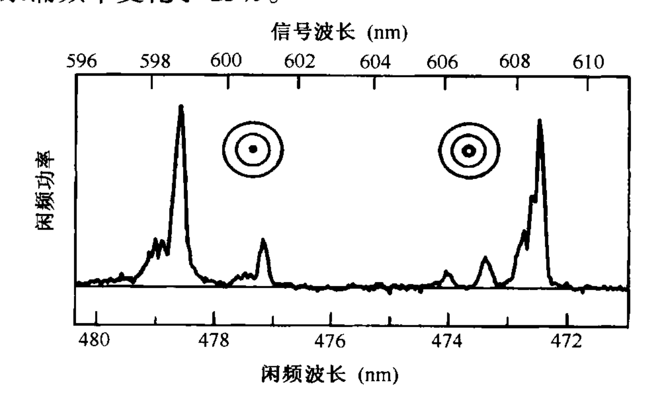


图10.3 通过调节信号波长(上标尺)得到的闲频功率随其波长的变化,两主峰对应的远场图样也在图中标明[6]

若泵浦功率分配到两个不同的光纤模式中(见图10.2),就会发生频移小得多的($\nu_s=1\sim10$ THz)四波混频。该形式对光纤芯径的变化相对不敏感[7],相干长度约为10 m。当ν_s接近10 THz时,

由于产生的斯托克斯线落在喇曼增益峰附近,因而能被 SRS 放大,故喇曼过程就会干扰四波混频过程。在一个实验中[7],峰值功率约为 100 W 的 532 nm 的泵浦脉冲在多模光纤中传输,由于喇曼放大的缘故,斯托克斯线总是比反斯托克斯线更强些。

当皮秒泵浦脉冲在多模光纤中传输时,四波混频过程不仅受 SRS 的影响,而且也受 SPM 和 XPM 及 GVD 的影响。在 1987 年的一个实验中[26],25 ps 的泵浦脉冲通过 15 m 长的在 532 nm 泵浦波长处支持 4 个模式的多模光纤,图 10.4 给出了当泵浦峰值光强增加到超过四波混频阈值光强(约为 500 MW/cm^2)时,在光纤输出端观察到的频谱。在阈值以下时只观察到泵浦线,如图 10.4(a)所示;刚超过阈值时,观察到了 3 对频移在 1 ~ 8 THz 范围的斯托克斯线和反斯托克斯线,如图 10.4(b)所示,所有这些斯托克斯线和反斯托克斯线几乎有相同的强度,这表明在此泵浦功率下,SRS 还未起显著的作用。

再略微增大泵浦功率,由于喇曼放大的结果,斯托克斯线比反斯托克斯线强得多,如图 10.4(c)所示;进一步增大泵浦功率,最接近喇曼增益峰值的斯托克斯线变得与泵浦线本身一样强,而反斯托克斯线几乎消失了,如图 10.4(d)所示。同时,由于 SPM 和 XPM 的影响,泵浦波和主斯托克斯线表现出 SPM 和 XPM 所特有的频谱展宽和分裂(见 7.4 节)。再进一步增大泵浦功率,将通过级联 SRS 产生高级斯托克斯线。当泵浦光强为 1.5 GW/cm^2 时,由于 SPM,XPM,SRS 和 FWM 的联合作用,展宽的多条斯托克斯线融合在一起,产生了从 530 nm 延展到 580 nm 的超连续谱。图 10.5 给出了在此条件下在光纤输出端观察到的频谱。在一定条件下,超连续谱能延展到一个很宽的范围(大于 100 nm),单模光纤中超连续谱的产生将在第 12 章中讨论。

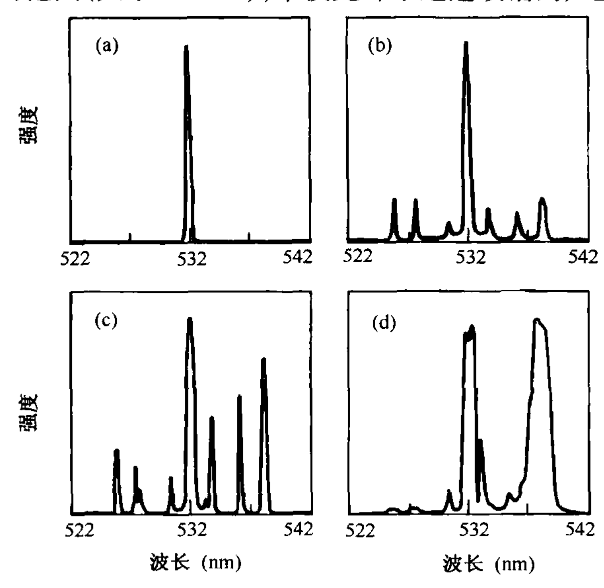


图 10.4 脉宽为 25 ps 的输入脉冲在光纤输出端的频谱,泵浦光强从(a) ~ (d)递增[26]

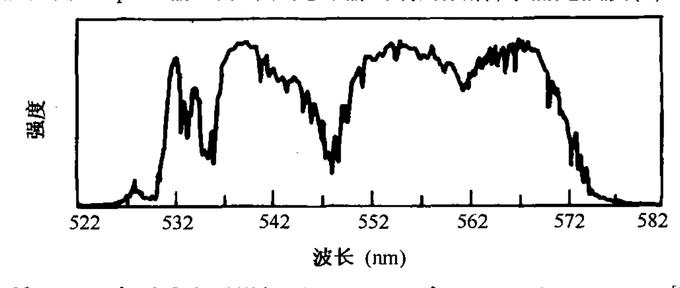


图 10.5 当泵浦光强增加到 1.5 GW/cm^2 时观察到的超连续谱[26]

10.3.3 单模光纤中的相位匹配

在单模光纤中,除了零色散波长 λ_D 附近波导贡献 Δk_W 和材料贡献 Δk_M 可以相比拟外,对于相同偏振的波,式(10.3.1)中的 Δk_W 远小于 Δk_M。实现近似相位匹配的三种可能是:

(1) 利用小频移和低泵浦功率来减小 Δk_M 和 Δk_{NL};

(2) 工作在零色散波长附近,使 Δk_W 几乎能抵消 $\Delta k_M + \Delta k_{NL}$;

(3) 工作在反常 GVD 区,使 Δk_M 为负,则可用 $\Delta k_W + \Delta k_{NL}$ 抵消。

1. 近相位匹配的四波混频

图 10.1 所示的增益谱表明,即使式(10.3.1)中的相位不严格匹配(即 $\kappa \neq 0$),也会发生显著的四波混频,允许的波矢失配量取决于光纤长度 L 和相干长度 L_{coh} 的相对大小。假定式(10.3.1)中 Δk_M 贡献起主要作用,利用 $L_{coh} = 2\pi/|\Delta\kappa|$ 和式(10.3.6)可得到相干长度与频移 Ω_s 的如下关系:

$$L_{coh} = \frac{2\pi}{|\Delta k_M|} = \frac{2\pi}{|\beta_2|\Omega_s^2} \tag{10.3.7}$$

在可见光区,β_2 约为 50 ps^2/km,对于频移 $\nu_s = \Omega_s/2\pi$,即约为 100 GHz,则 L_{coh} 约为 1 km。如此长的相干长度表明,若光纤长度满足条件 $L < L_{coh}$,则会发生显著的四波混频现象。

在早期的一个实验中[8],频率间隔在 1 ~ 10 GHz 范围的三个连续波通过 150 m 长光纤传输,光纤的芯径为 4 μm,以保证在氩离子激光器的 514.5 nm 波长附近单模运转。四波混频产生了 9 个新频率,$\omega_4 = \omega_i + \omega_j - \omega_k$($i, j, k = 1, 2$ 或 3,且 $j \neq k$)。此实验还表明,四波混频能导致频谱展宽,其展宽量随入射功率的增大而增大。功率为 1.63 W 的多模氩离子激光经光纤传输后,其线宽由输入端的 3.9 GHz 增加到 15.8 GHz。当光在光纤中传输时,入射光的频谱分量通过四波混频产生了新的频率分量。实际上,4.1 节讨论的 SPM 感应的频谱展宽可以用四波混频过程来解释[45]。

从实际的角度讲,由于在多信道 WDM 通信系统中,信道间隔一般在 10 ~ 100 GHz 范围,因此 FWM 会造成信道间的串扰。由于 WDM 系统的出现,这一问题在 20 世纪 90 年代引起人们的极大关注[46~52]。在早期的一个实验中[25],频率间隔约为 10 GHz 的三个连续波通过 3.5 km 长光纤传输,通过改变频率间隔和输入功率,测量由四波混频产生的 9 个频率分量的功率值。图 10.6 给出了其中两个频率分量 f_{332} 和 f_{231} 的测量结果,这里用到了以下符号来标记:

$$f_{ijk} = f_i + f_j - f_k \qquad f_j = \omega_j/(2\pi) \tag{10.3.8}$$

在图 10.6(a)所示的情况下,$f_3 - f_1 = 11$ GHz,$f_2 - f_1 = 17.2$ GHz,$P_1 = 0.43$ mW,$P_2 = 0.14$ mW,而 P_3 的变化范围为 0.15 ~ 0.60 mW。在图 10.6(b)所示的情况下,当 $P_3 = 0.55$ mW 时,$f_3 - f_2$ 在 10 ~ 25 GHz 范围内变化,而其他参量值保持不变。

对频率分量 f_{231},其功率 P_4 随 P_3 线性变化;但对频率分量 f_{332},则是平方关系。这在 10.2 节的理论中已预见到了,因为 f_{231} 是由非简并泵浦波引起的,而 f_{332} 则是由简并泵浦波引起的。频率分量 f_{231} 对应较大的功率是因为 f_{231} 和 f_{321} 是简并的,所测得的功率是由两个四波混频过程产生的功率之和。最后,随着频率间隔的增大而使相位失配量增大,结果产生的功率 P_4 减小。图 10.6 的一个显著特征是,不足 1 mW 的输入功率,产生了达 0.5 nW 的功率。实际中,为了避免四波混频感应的系统性能劣化,信道输入功率一般应保持在 1 mW 以下[53]。

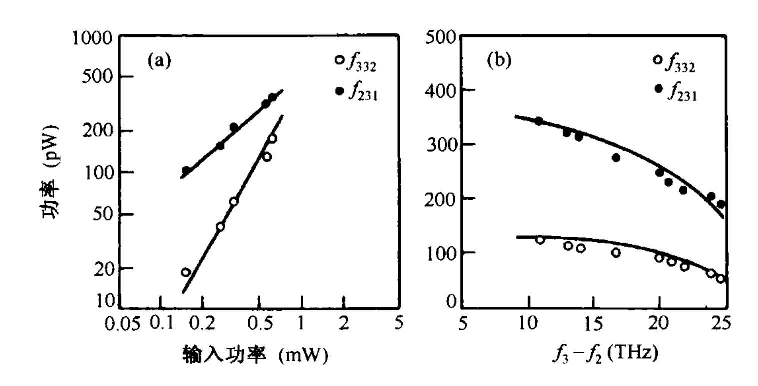


图 10.6　3.5 km 长光纤输出端由四波混频产生的功率随(a) 输入功率 P_3 和(b) 频率间隔的变化[25]

2. 零色散波长附近的相位匹配

在光纤零色散波长附近,材料色散对相位失配的贡献 Δk_M 相当小。在 1.28 μm 附近,它由正值变为负值。波导色散对相位失配的贡献 Δk_W 取决于光纤的设计,但在 1.3 μm 附近一般为正值。在泵浦波长的有限范围内,对频移 ν_s 的某些特定值,Δk_M 能抵消 $\Delta k_W+\Delta k_{NL}$。图 10.7 给出了对于芯径为 7 μm,纤芯-包层折射率差为 0.006 的光纤,Δk_M 和 Δk_W 相互抵消的结果(假定 Δk_{NL}可以忽略)。频移取决于泵浦波长 λ_1,其可在 1~100 THz 范围内变化,它对芯径和纤芯-包层折射率差的值也较为敏感。在给定的泵浦波长下,这两个参量可用来改变频移[16]。

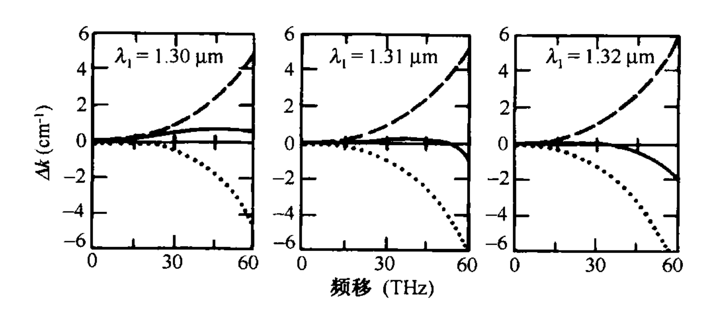


图 10.7　零色散波长附近三种不同泵浦波长 λ_1 下的相位匹配图,点线、虚线和实线分别表示Δk_M和Δk_W及它们的和[15]

1980 年,在一个波长接近 1.3 μm 的四波混频实验中[14],由 Q 开关 Nd:YAG 激光器输出的 1.319 μm 波长的脉冲泵浦 30 m 长的光纤参量放大器,将 1.338 μm(ν_s = 3.3 THz)波长的信号放大了46 dB,同时在光纤输出端观察到了 3 对斯托克斯线和反斯托克斯线。这些等间隔的谱线(间隔为 3.3 THz)源于四波混频过程的级联。在此过程中,相继产生的谱线相互作用产生了新的频率。在后来的一个实验中[15],四波混频过程可自发地进行,无需输入信号。波长为 1.319 μm 且峰值功率约为 1 kW(超过喇曼阈值)的锁模脉冲通过 50 m 长光纤传输,图 10.8 给出了在光纤输出端观察到的频谱,其中分别位于 1.67 μm 和 1.09 μm 的斯托克斯线和反斯托克斯线源于四波混频过程;频移约为 48 THz,与在多模光纤中得到的频移相当。类似的实验表明[16],当芯径从 7.2 μm 变到 8.2 μm 时,ν_s 可在 3~50 THz 范围内变化。这种方案对实现通过 1.319 μm 波长的 Nd:YAG 激光器泵浦的新型光源是有用的。

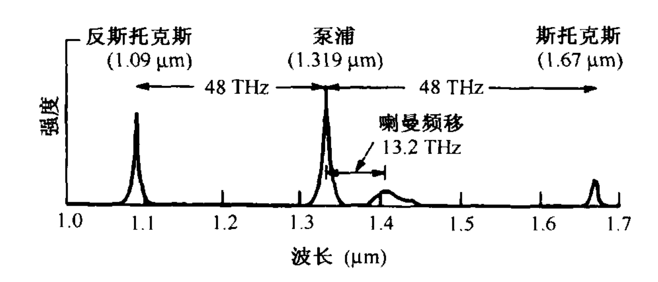


图 10.8　单模光纤输出频谱中由四波混频产生的斯托克斯带和反斯托克斯带，图中同时给出了喇曼带[15]

3. 由自相位调制实现相位匹配

当泵浦波长位于反常群速度色散区，且显著偏离零色散波长 λ_D 时，Δk_M 就远远超过了 Δk_W，使实现相位匹配变得比较困难(见图 10.7)。然而，由于 $\Delta k_M + \Delta k_W$ 为负值，通过式(10.3.1)中非线性贡献 Δk_{NL}来补偿是可能的。在这种情况下，频移 Ω_s 取决于输入泵浦功率。实际上，如果利用式(10.2.21)及式(10.3.6)的 $\Delta k \approx \Delta k_M \approx \beta_2 \Omega_s^2$，且当

$$\Omega_s = (2\gamma P_0/|\beta_2|)^{1/2} \tag{10.3.9}$$

时，就实现了相位匹配($\kappa = 0$)。式中 P_0 为输入泵浦功率。这样，泵浦波在反常 GVD 区传输时，作为通过 SPM 实现相位匹配的四波混频的结果，将产生位于 $\omega_1 \pm \Omega_s$ 处的两个边带。这种情形已在 5.1 节有关调制不稳定性的内容中讨论过。在频域上，调制不稳定性可以通过四波混频解释；而在时域上，它源于稳态中弱扰动的不稳定增长。实际上，由式(5.1.9)给出的调制频率等于式(10.3.9)中的 Ω_s。图 5.2 所示的输出频谱提供了利用 SPM 实现相位匹配的实验证据，当泵浦功率 P_0 在 1 ~ 100 W 范围内变化时，频移在 1 ~ 10 THz 范围内变化，这一现象已用于将飞秒脉冲从1.5 μm波长区变换到 1.3 μm 波长区[54]。

式(10.3.9)的推导基于这样一个假设，即线性相位失配 Δk 主要由式(10.3.6)中的 β_2 项决定。当 $|\beta_2|$ 相对较小时，还要包含 β_4 项。这样通过解四次多项式

$$(\beta_4/12)\Omega_s^4 + \beta_2\Omega_s^2 + 2\gamma P_0 = 0 \tag{10.3.10}$$

就可以得到频移 Ω_s。Ω_s 能在一个较大范围内变化，这与 β_2 和 β_4 的相对符号及大小有关。特别是，正如在 5.1.2 节中提到的，假如 $\beta_4 < 0$，当 $\beta_2 > 0$ 时还会发生调制不稳定性。色散平坦光纤就可以满足这一条件[55]。实际中，这一条件在锥形光纤或微结构光纤中很容易满足[56~59]。在这种 $\beta_4 < 0$ 且表现为正常色散的光纤中，由式(10.3.9)可以得到下面有关 Ω_s 的表达式：

$$\Omega_s^2 = \frac{6}{|\beta_4|}\left(\sqrt{\beta_2^2 + 2|\beta_4|\gamma P_0/3} + \beta_2\right) \tag{10.3.11}$$

图 10.9 给出了当 $\gamma P_0 = 10\ \text{km}^{-1}$ 时，频移 $\nu_s = \Omega_s/(2\pi)$ 是如何随 β_2 和 $|\beta_4|$ 变化的。在 $|\beta_4|\gamma P_0 \ll \beta_2^2$ 的条件下，这一频移可以简单表示为 $\Omega_s = (12\beta_2/|\beta_4|)^{1/2}$。对于 β_2 和 $|\beta_4|$ 的典型值，频移超过 25 THz，这表明通过 FWM 过程能够放大与泵浦波长相隔 200 nm 以上的信号。

在第 12 章有关微结构光纤和光子晶体光纤的内容里将更详细地讨论这种 FWM。

10.3.4　双折射光纤中的相位匹配

单模光纤中一种重要的相位匹配技术是利用模式双折射，它源于两正交偏振传输波的不同有效模折射率，其折射率差为

$$\delta n = \Delta n_x - \Delta n_y \tag{10.3.12}$$

式中,Δn_x 和 Δn_y 分别为对沿光纤慢、快轴方向偏振的光场的折射率(材料折射率)变化。要完整地描述双折射光纤中的参量增益,就需要用类似于6.1节的方法将10.2节的公式推广。FWM的矢量理论将在10.5节中讨论,然而对于以下讨论的相位匹配条件,并不需要这个理论。

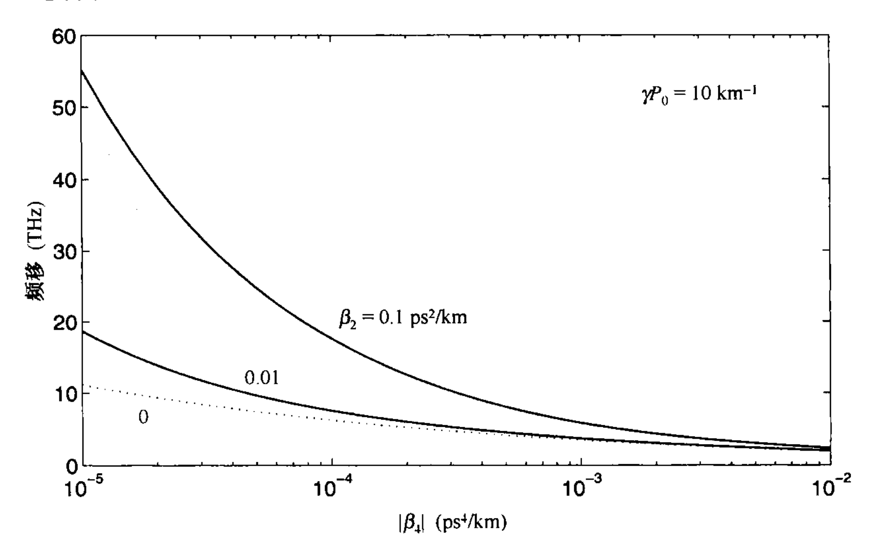


图10.9 当四波混频过程通过色散平坦光纤中的自相位调制实现相位匹配时,泵浦波和信号波间的频移随$|\beta_4|$的变化

若假设这4个波中的每一个都沿保偏光纤的慢轴或快轴方向偏振,那么就可以利用10.2节中的标量理论。参量增益仍可由式(10.2.19)得到,只是参量 γ 和κ的定义要稍做变化。特别是,只要泵浦和信号是正交偏振的,γ 将减小到三分之一。与式(10.3.1)类似,相位失配κ仍包括三方面的贡献。然而,这里的波导贡献 Δk_W 受 δn 支配,非线性贡献 Δk_{NL}也与式(10.3.5)不同。在以下的讨论中,假定 Δk_{NL}与 Δk_M 和 Δk_W 相比可以忽略。

与前面类似,当 Δk_M 和 Δk_W 相互抵消时就达到了相位匹配,它们都是可正可负的。对 $\lambda_1 < \lambda_D$,在可见光范围内,由于式(10.3.6)中 β_2 是正的,因此 Δk_M 是正的。若泵浦波沿慢轴偏振而信号和闲频波沿快轴偏振,则可使波导贡献 Δk_W 为负,这可从式(10.3.4)看出。由于 $\Delta n_3 = \Delta n_4 = \Delta n_y$,$\Delta n_1 = \Delta n_2 = \Delta n_x$,则波导贡献变为

$$\Delta k_W = [\Delta n_y(\omega_3 + \omega_4) - 2\Delta n_x \omega_1]/c = -2\omega_1(\delta n)/c \tag{10.3.13}$$

这里用到了式(10.3.12)及 $\omega_3 + \omega_4 = 2\omega_1$。由式(10.3.6)和式(10.3.13),可得出 Δk_M 和 Δk_W 互相补偿时的频移 Ω_s 为[17]

$$\Omega_s = [4\pi\delta n/(\beta_2\lambda_1)]^{1/2} \tag{10.3.14}$$

式中,$\lambda_1 = 2\pi c/\omega_1$。在泵浦波长 $\lambda_1 = 0.532\ \mu\text{m}$ 处,$\beta_2 \approx 60\ \text{ps}^2/\text{km}$,若利用光纤双折射的典型值 $\delta n = 1 \times 10^{-5}$,则频移 ν_s 约为10 THz。1981年,在双折射光纤中的四波混频实验中[17],频移在10~30 THz范围内,而且 ν_s 的测量值与式(10.3.14)的预期值十分相符。

频移公式(10.3.14)是在特定的波偏振组合下推导出来的,即假定泵浦波 A_1 和 A_2 沿慢轴偏振,而 A_3 和 A_4 沿快轴偏振。根据 β_2 是正的还是负的,其他几种组合也可用于相位匹配。根据波的偏振方向,用 Δn_x 或 Δn_y 代替式(10.3.4)中的 Δn_j($j = 1$ 至 4),由式(10.3.4)计算出

Δk_W，进而由式(10.3.6)得到相应的频移。表10.1列出了双折射光纤中能实现相位匹配的4种过程及其相应的频移[31]，前两个过程的频移比其余两个过程至少小一个数量级。由于忽略了δn的色散效应(即δn与频率有关)，表10.1中给出的所有频移也只是近似值。若考虑到δn的色散效应，将使频移减小约10%。其他一些相位匹配过程也已得到确认[20]，但由于石英光纤的各向同性特性，一般观察不到。

表10.1　双折射光纤中相位匹配的FWM过程和对应的频移，符号s和f分别代表沿双折射光纤的慢轴和快轴偏振

过程	A_1	A_2	A_3	A_4	频移 Ω_s	条件
Ⅰ	s	f	s	f	$\delta n/(\lvert\beta_2\rvert c)$	$\beta_2>0$
Ⅱ	s	f	f	s	$\delta n/(\lvert\beta_2\rvert c)$	$\beta_2<0$
Ⅲ	s	s	f	f	$(4\pi\delta n/(\lvert\beta_2\rvert\lambda_1))^{1/2}$	$\beta_2>0$
Ⅳ	f	f	s	s	$(4\pi\delta n/(\lvert\beta_2\rvert\lambda_1))^{1/2}$	$\beta_2<0$

从实用的角度看，表10.1中所列的4种过程可以分为两类：前两个过程对应泵浦功率同时分配给快模和慢模的情形，为第一类；与此对照，其余两过程对应泵浦波沿某一主轴方向偏振，为第二类。在第一类中，当选择$\theta=45°$(θ为泵浦波的偏振方向与慢轴的夹角)使泵浦功率被均分给两偏振模时，参量增益有最大值。尽管这样，由于参量增益对不同过程几乎一样，它们之间就会相互竞争。在一个实验中[21]，利用工作在585.3 nm的锁模染料激光器产生的15 ps脉冲泵浦，观察到了由过程Ⅰ实现相位匹配的四波混频过程，这是因为在这一情形下，4个波之间的群速度失配相对较小，此过程相对其他过程占优势。

图10.10给出了对输入峰值功率约为1 kW且脉宽为15 ps的泵浦脉冲，当泵浦偏振角$\theta=44°$时，在20 m长光纤的输出端观察到的频谱[21]。±4 THz附近的斯托克斯带和反斯托克斯带是由通过过程Ⅰ实现相位匹配的四波混频产生的。正如所预期的，斯托克斯带沿慢轴偏振，而反斯托克斯带沿快轴偏振。泵浦脉冲和斯托克斯波的非对称展宽是由SPM和XPM的联合效应引起的(见7.4节)。斯托克斯带的局部增强是由于喇曼增益的缘故。频移约13 THz附近的峰也是SRS引起的，对于$\theta=44°$，泵浦脉冲沿慢轴的分量略强于快轴分量，因此13 THz处的喇曼峰是沿慢轴偏振的。将θ增加2°，喇曼峰的偏振方向就会翻转到快轴上。10 THz附近的小峰是由非简并四波混频过程引起的，即泵浦脉冲及斯托克斯带都起到泵浦波($\omega_1\neq\omega_2$)的作用，喇曼带为参量过程的发生提供了弱信号，在此过程中，只有当喇曼带沿慢轴偏振时才能实现相位匹配。确实，当θ增大到超过45°时，喇曼带的偏振方向发生翻转，10 THz附近的峰消失。

在单模光纤中，利用双折射来实现相位匹配还有一个附加的优点，即频移可在较大范围内(约为4 THz)调谐，这是因为通过外部因素(如应力和温度)，可以改变光纤双折射的大小。在一个实验中[18]，在光纤上压一块平板以施加应力，当应力为0.3 kg/cm时，频移ν_s的调谐范围可达4 THz。在类似的一个实验中[19]，为给光纤施加应力，把光纤缠绕在圆柱筒上，通过改变筒径，频移ν_s的调谐范围为3 THz。由于双折射光纤的内在应力与温度有关，通过改变温度也可能实现频移的调谐。实验证明[22]，通过把光纤加热到700℃，频移的调谐范围可达2.4 THz。通常，由于频移取决于δn，四波混频提供了一种方便地测量光纤净双折射的方法[23]。

通过式(10.3.1)中的非线性贡献Δk_{NL}，四波混频过程的频移也取决于泵浦功率。在推导式(10.3.14)及表10.1中Ω_s的表达式时，非线性贡献已被忽略掉了，但可用简单明了的方式把它包含在内。通常，Ω_s随泵浦功率的增大而减小。在一个实验中，Ω_s随泵浦功率的增加以1.4% W^{-1}的速率减小[24]。非线性贡献Δk_{NL}也可以用来满足相位匹配条件，这与双折射光纤中的调制不稳定性有关(见6.4节)。

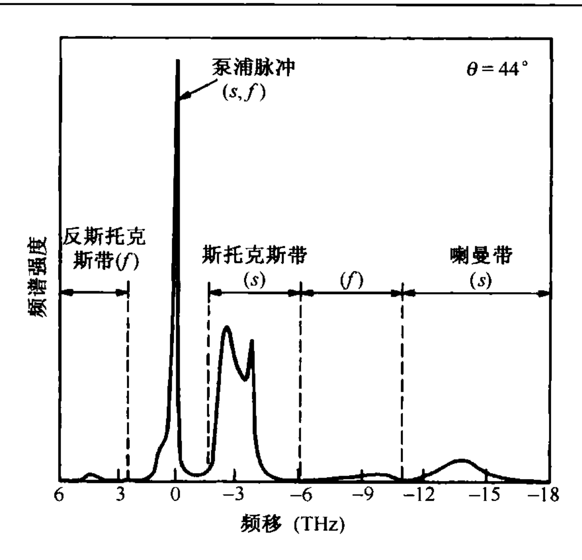


图 10.10 峰值功率约为 1 kW 且脉宽为 15 ps 的泵浦脉冲入射到长约 20 m 的双折射光纤中,产生的表明斯托克斯带和反斯托克斯带的输出谱,泵浦脉冲偏振方向与光纤慢轴的夹角为44°[21]

10.4 参量放大

与喇曼增益类似,光纤中的参量增益可以用来制造光放大器。这种基于 FWM 的光放大器称为光纤参量放大器(fiber-optic parametric amplifier, FOPA),若将 FOPA 置于能周期性地提供反馈的光学谐振腔内,也可以称其为参量振荡器。尽管 FOPA 在 20 世纪 80 年代就得到研究[60~62],但在 1995 年后才引起更多的关注,因为它在光纤通信系统中具有潜在的应用[63~68]。本节将首先对参量放大的早期工作进行回顾,然后重点介绍新式 FOPA 中用到的单泵浦结构和双泵浦结构。

10.4.1 早期工作的回顾

在低损耗光纤可以实用不久,人们就用 10.3 节讨论的相位匹配技术制造光纤参量放大器。直到 2000 年,大部分实验都采用单泵浦结构,并利用简并 FWM 的配置方案。在 1974 年的最初实验中[6],利用多模光纤实现相位匹配,532 nm 泵浦脉冲的峰值功率约为 100 W,而功率约为 10 mW的连续信号在 600 nm 附近可调。由于该实验中所用的光纤非常短(9 cm),放大器增益相当小。在 1980 年的一个实验中[14],利用接近光纤零色散波长的 1.319 μm 的泵浦脉冲来实现相位匹配(见图 10.7)。泵浦脉冲的峰值功率可在 30~70 W 范围内调节;1.338 μm 的连续波作为信号,和泵浦脉冲一同在 30 m 长光纤中传输。为了确定放大倍数,测量了放大信号的功率。

图 10.11 给出了当输入信号功率 P_3 取三个不同值时,信号增益 G_s 随泵浦功率 P_0 的变化关系。G_s 对 P_0 偏离指数形式的增长关系,应归因于泵浦消耗造成的增益饱和。还应注意,当 P_3 从 0.26 mW 增加到 6.2 mW 时,G_s 大大减小;对于 0.26 mW 的输入信号,当 $P_0=70$ W 时,放大器增益高达 46 dB。如此大的增益值说明,如果相位匹配条件能够满足,则 FWM 在构建 FOPA 方面具有很大的潜力。相位匹配条件严格限制了泵浦波和能够放大的信号之间的频移 Ω_s 的范围。

利用光纤双折射实现相位匹配非常具有吸引力,因为可以通过施加外部应力或弯曲光纤来调节双折射,使之与 Ω_s 匹配。20 世纪 80 年代,利用这种方案实现相位匹配的 FOPA 得到验证。

在其中一个实验中[60]，通过对光纤施加外部应力来调节 Ω_s 的值，将半导体激光器产生的 1.292 μm 波长的信号放大了 38 dB；而在另一个实验中[61]，利用 1.319 μm 的泵浦波，将分布反馈半导体激光器产生的 1.57 μm 波长的信号放大了 37 dB。

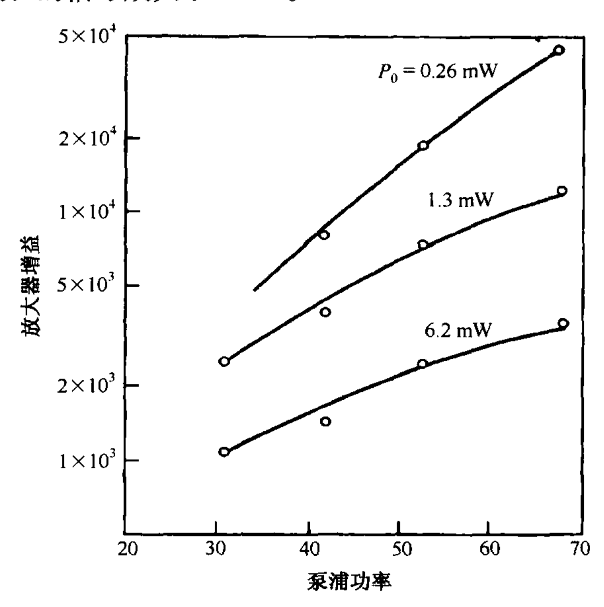


图 10.11 对不同的输入信号功率，参量放大器 G_s 的增益随泵浦功率的变化[14]

对 FOPA 兴趣的复苏可以追溯到 20 世纪 90 年代对调制不稳定性[55]和相位共轭[69]的研究。当时，人们意识到，通过选择泵浦波长 λ_p 接近光纤零色散波长 λ_D，可以设计出宽带 FOPA。在这一思想的一个实现方案中[63]，用工作在 $\lambda_p \approx 1.54$ μm 附近的 DFB 半导体激光器作为泵浦光源，可调谐外腔半导体激光器提供信号，用于参量放大的色散位移光纤（λ_D = 1.5393 μm）长 200 m。当泵浦波长在 λ_D 附近变化时，FOPA 带宽的变化相当明显，并在泵浦波长的失谐量满足 $\lambda_p - \lambda_D = 0.8$ nm 时达到最大；进一步的研究揭示，利用色散管理、双波长泵浦和高非线性光纤，可以在相当大的带宽上提供大于 40 dB 的信号增益[64~68]。由于光纤的快速非线性响应特性，这种 FOPA 很适合用在很多信号处理应用中[67]。

10.4.2 FOPA 的增益谱和带宽

任何光放大器的最重要特性都是放大器能提供相对均匀增益的带宽，FOPA 也不例外。通常，FOPA 用一台或两台连续激光器泵浦。在双泵浦情形中，FWM 过程由方程(10.2.1)至方程(10.2.4)决定，并且完整描述参量放大过程需要对这几个方程进行数值求解。

假设泵浦消耗不太大，利用式(10.2.17)和式(10.2.18)给出的近似解析解，可以得到相当丰富的物理图像，这些方程中的常数 a_3, b_3, a_4 和 b_4 由边界条件确定。假定信号和闲频波都在 $z=0$ 处入射，可以发现常数 a_3 和 b_3 满足

$$a_3 + b_3 = B_3(0) \qquad g(a_3 - b_3) = (i\kappa/2)(a_3 + b_3) + 2i\gamma\sqrt{P_1 P_2}B_4^*(0) \tag{10.4.1}$$

由以上两式可以得到

$$a_3 = \tfrac{1}{2}(1 + i\kappa/2g)B_3(0) + iC_0 B_4^*(0) \qquad b_3 = \tfrac{1}{2}(1 - i\kappa/2g)B_3(0) - iC_0 B_4^*(0) \tag{10.4.2}$$

式中，$C_0 = (\gamma/g)\sqrt{P_1 P_2}$；用类似方法可以求出 a_4 和 b_4。将这些值代入式(10.2.17)和

式(10.2.18)中,可得距离 z 处的信号和闲频波为

$$B_3(z)=\{B_3(0)[\cosh(gz)+(i\kappa/2g)\sinh(gz)]+iC_0B_4^*(0)\sinh(gz)\}e^{-i\kappa z/2} \tag{10.4.3}$$

$$B_4^*(z)=\{B_4^*(0)[\cosh(gz)-(i\kappa/2g)\sinh(gz)]-iC_0B_3(0)\sinh(gz)\}e^{i\kappa z/2} \tag{10.4.4}$$

当只有信号和泵浦波在 $z=0$ 处入射时(大部分 FOPA 属于这种情形),上述解可以大大简化。令式(10.4.3)中的 $B_4^*(0)=0$,可得信号功率 $P_3=|B_3|^2$ 随 z 的变化关系为[12]

$$P_3(z)=P_3(0)[1+(1+\kappa^2/4g^2)\sinh^2(gz)] \tag{10.4.5}$$

式中,参量增益 g 由式(10.2.19)给定。同样,利用式(10.4.4)可以得到闲频功率 $P_4=|B_4|^2$。另外应注意,由方程(10.2.13)和方程(10.2.14)可以得到 $d(P_3-P_4)/dz=0$,或 $P_4(z)=P_3(z)-P_3(0)$,利用这一关系可以得到

$$P_4(z)=P_3(0)(1+\kappa^2/4g^2)\sinh^2(gz) \tag{10.4.6}$$

上式表明,在输入信号入射到光纤中后,几乎同时产生了闲频波,其功率最初按照 z^2 增加,但当传输距离满足 $gz>1$ 后,信号和闲频波均按照指数形式增大。由于闲频波和信号一起沿光纤放大,在 FOPA 输出端几乎可以达到和信号同样的功率。实际上,同一 FWM 过程可以用来放大弱信号,同时产生一个新波——闲频波。除了相位反转(或共轭)外,闲频波复制了输入信号的所有特征。相位共轭还能用于 WDM 系统中的色散补偿和波长变换[53]。

由式(10.4.5)可以得到放大倍数,利用式(10.2.19)可将其写为

$$G_s=P_3(L)/P_3(0)=1+(\gamma P_0r/g)^2\sinh^2(gL) \tag{10.4.7}$$

式中,参量 r 由式(10.2.20)给定,当单泵浦波用于参量放大时,$r=1$。式(10.2.19)中的参量增益 g 随信号频率 ω_3 变化,因为它与相位失配 $\kappa\equiv\Delta k+\gamma(P_1+P_2)$ 有关。这里,Δk 是式(10.1.8)给出的线性相位失配,它不仅和 ω_3 有关,而且和用于 FOPA 的泵浦频率及光纤的色散特性有关。于是,通过修饰光纤色散和适当选择泵浦频率,可以控制 FOPA 的带宽。

FOPA 放大倍数的表达式(10.4.7)与光纤喇曼放大器放大倍数的表达式(8.2.4)相比,主要差别在于,参量增益与相位失配 κ 有关,若不满足相位匹配条件,则增益会变得相当小。在 $\kappa\gg\gamma P_0 r$ 的极限条件下,由式(10.2.19)和式(10.4.7)可得

$$G_s\approx 1+(\gamma P_0rL)^2\frac{\sin^2(\kappa L/2)}{(\kappa L/2)^2} \tag{10.4.8}$$

若相位失配相对较大,则信号增益相对较小,且随泵浦功率以 P_0^2 增长;另一方面,若相位严格匹配($\kappa=0$)且 $gL\gg1$,则放大器增益随 P_0 指数增长,即

$$G_s\approx\tfrac{1}{4}\exp(2\gamma P_0rL) \tag{10.4.9}$$

放大器带宽 $\Delta\Omega_A$ 由式(10.4.7)确定,一般定义为 $G_s(\omega_3)$ 相对峰值跌落 50% 所对应的 ω_3 的范围,它取决于多个因素,如光纤长度 L、泵浦功率 P_0 和泵浦结构。信号在 $\kappa=0$ 时达到增益峰值,此时严格满足相位匹配条件。在单泵浦情形中,$\kappa=\Delta k+2\gamma P_0$,其中 $\Delta k\approx\beta_2\Omega_s^2$,$\Omega_s=|\omega_1-\omega_3|$ 为式(10.3.9)给出的失谐量,于是增益峰值位于 $\Omega_s=(2\gamma P_0/|\beta_2|)^{1/2}$ 处。

若 FOPA 所用光纤较长,则放大器带宽 $\Delta\Omega_A$ 由光纤长度本身设定,对应于最大相位失配 $\kappa_m=2\pi/L$,这是因为对于此 κ 值,G_s 大约减小一半。利用 $\kappa_m=\beta_2(\Omega_s+\Delta\Omega_A)^2+2\gamma P_0$,并认为

$\Delta\Omega_A \ll \Omega_s$，可以得到放大器带宽为[12]

$$\Delta\Omega_A = \frac{\pi}{|\beta_2|\Omega_s L} = \frac{\pi}{L}(2\gamma P_0|\beta_2|)^{-1/2} \tag{10.4.10}$$

对于相对短的光纤，非线性效应本身限制了 FOPA 的带宽。正如在图 10.1 中看到的，当 $\kappa_m = 2\gamma P_0$ 时参量增益为零。利用这个值，FOPA 带宽近似表示为

$$\Delta\Omega_A \approx \frac{\gamma P_0}{|\beta_2|\Omega_s} \equiv \left(\frac{\gamma P_0}{2|\beta_2|}\right)^{1/2} \tag{10.4.11}$$

作为一个粗略的估计，利用泵浦波长处 $\gamma = 2\ \mathrm{W^{-1}/km}$，$\beta_2 = -1\ \mathrm{ps^2/km}$ 的色散位移光纤，以及1 W 连续泵浦波设计的 FOPA，带宽仅有 160 GHz。式(10.4.11)表明，对于给定的泵浦功率，只能通过减小 $|\beta_2|$ 和增大 γ 来大幅度增加带宽。这也是新式 FOPA 设计中所采用的方法，即用 $\gamma > 10\ \mathrm{W^{-1}/km}$ 的高非线性光纤，并选择泵浦波长接近光纤零色散波长以减小 $|\beta_2|$ 的值，从而可以增加 FOPA 的带宽。然而，当 $|\beta_2|$ 减小到 0.1 $\mathrm{ps^2/km}$ 以下时，必须考虑高阶色散效应的影响。已经证明，对于单泵浦和双泵浦的 FOPA，如果合理优化泵浦波长，则带宽可以增加到 5 THz 以上，下面将分别考虑这两种泵浦结构。

10.4.3 单泵浦结构

在这种结构中，选择泵浦波长接近光纤零色散波长，使由 κ 决定的波矢失配最小。在 β_2 趋近于零的极限条件下，$\beta(\omega)$ 的展开式中的高阶色散项变得比较重要。若将式(10.1.8)中的 Δk 用泰勒级数在泵浦波频率 ω_1 附近展开，则可以得到[63]

$$\Delta k(\omega_3) = 2\sum_{m=1}^{\infty}\frac{\beta_{2m}}{(2m)!}(\omega_3 - \omega_1)^{2m} \tag{10.4.12}$$

式中，色散参量在泵浦波长处赋值。此式是式(10.3.6)的推广，它表明只有偶数阶的色散参量对线性相位失配有贡献。显然，当信号波长接近泵浦波长时，Δk 由 β_2 支配；当信号波长远偏离泵浦波长时，高阶色散参量变得重要起来。FOPA 的带宽取决于 Δk 为负且足以平衡非线性相位失配 $2\gamma P_0$ 的频谱范围。实际中，通过选择使 β_2 为很小负值，而 β_4 为正值的泵浦波长，可以提高 FOPA 的带宽。

将 $\beta(\omega)$ 用泰勒级数在光纤零色散频率 ω_0 附近展开，定义 $\beta_{m0} = (\mathrm{d}^m\beta/\mathrm{d}\omega^m)_{\omega=\omega_0}$，若只保留到展开式的四阶项，则可以得到

$$\beta_2 \approx \beta_{30}(\omega_1 - \omega_0) + \tfrac{1}{2}\beta_{40}(\omega_1 - \omega_0)^2 \qquad \beta_4 \approx \beta_{40} \tag{10.4.13}$$

根据光纤参量 β_{30} 和 β_{40} 的值，可以选择泵浦频率 ω_1，使 β_2 和 β_4 符号相反。特别是对于大部分石英光纤而言，β_{30} 和 β_{40} 均为正值，因此应选择 $\omega_1 < \omega_0$。在这种工作条件下，FOPA 带宽能超过 5 THz[63]。

作为一个实例，考虑下面一台 FOPA 的设计。2.5 km 长光纤的零色散波长为 1550 nm，$\beta_{30} = 0.1\ \mathrm{ps^3/km}$，$\beta_{40} = 10^{-4}\ \mathrm{ps^4/km}$；FOPA 用 0.5 W 的功率泵浦，当 $\gamma = 2\ \mathrm{W^{-1}/km}$ 时，非线性长度为 1 km。图 10.12(a)给出了泵浦失谐量 $\Delta\lambda_p = \lambda_1 - \lambda_D$ 取几个不同值时的增益谱。点线是泵浦波长恰好等于光纤零色散波长的 $\Delta\lambda_p = 0$ 的情形，这种情形下的峰值增益约为 8 dB，增益带宽被限制在 40 nm。当泵浦失谐量为 -0.1 nm 时，表现为正常群速度色散，增益带宽减小到 20 nm 以下。与此对照，当泵浦向反常群速度色散一侧失谐时，峰值增益和带宽均增大，在这一区域，增益谱

对 $\Delta\lambda_p$ 的精确值比较敏感。从实际的角度看,最佳位置是 $\Delta\lambda_p=0.106$ nm 处,因为此时增益在一个宽频谱范围内几乎为常数。

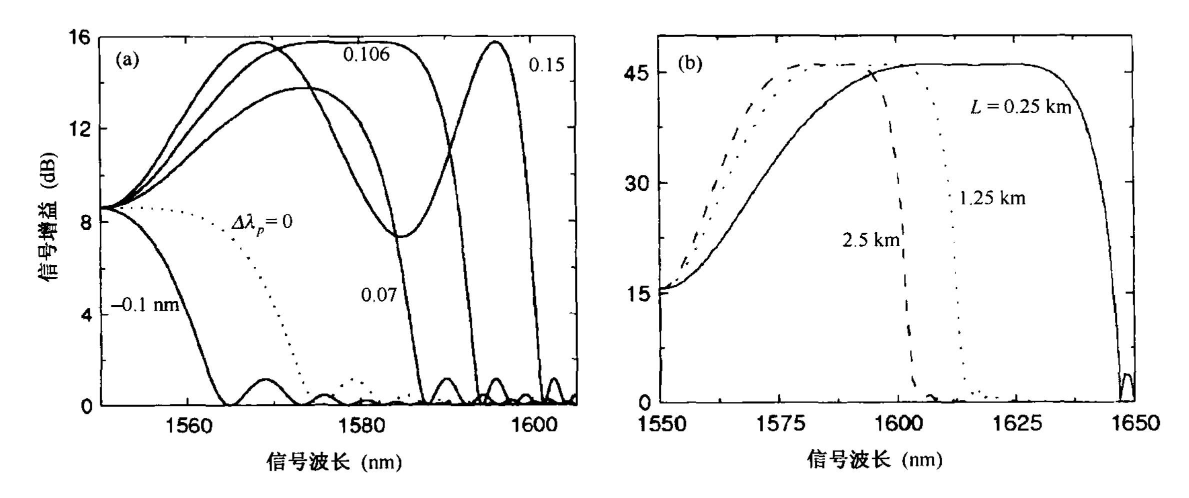


图 10.12 (a) 对于几个不同的泵浦失谐量,单泵浦 FOPA 的增益谱;(b) 对于不同光纤长度,单泵浦FOPA的增益谱,假设每种情况下均有 $\gamma P_0 L=6$。每种情况下均对泵浦波长进行了优化,由于FOPA增益谱的对称性,仅给出增益谱的一半

图 10.12(a)的一个有趣特征是,最大增益发生在信号波长相对于泵浦波长的失谐量相对较大时,这一特征与非线性对总相位失配κ的贡献有关。对于 $\Delta\lambda_p>0$,线性相位失配为负,其大小取决于信号波长;对于一定范围内的信号波长,非线性相位失配完全补偿了线性相位失配,结果 $\kappa=0$。当完全满足相位匹配条件时,如式(10.4.9)所示,FOPA 增益随光纤长度按指数方式增长,结果图 10.12(a)中的增益峰是偏心的。

从实际的角度看,对于给定的泵浦功率 P_0,当然希望峰值增益和增益带宽均达到最大值。既然式(10.4.9)中的峰值增益随 $\gamma P_0 L$ 按指数方式增加,那么可以通过增加光纤长度来提高峰值增益。然而,当 $L\gg L_{NL}$时,式(10.4.10)给出的增益带宽与 L 成反比,增大带宽唯一的解决方案是用尽可能短的光纤。当然,为了保持增益大小不变,缩短光纤长度的同时必须伴随着 γP_0 的相应增加。这一行为可以由图 10.12(b)说明:当较大的 γP_0 与较小的光纤长度组合以保持 $\gamma P_0 L=6$固定不变时,增益带宽显著增大。图 10.12(b)中的实线是由 250 m 长的 FOPA 得到的,在泵浦波长每一侧各有 30 nm 的平坦增益范围。通过减小光纤的有效模场面积,可以增加非线性参量 γ 的值,这种 $\gamma>10\ \mathrm{W^{-1}/km}$ 的高非线性光纤(见第 11 章)已用来制造新式 FOPA。早在 2001 年,利用 $\gamma=18\ \mathrm{W^{-1}/km}$ 的 20 m 长光纤,就实现了 200 nm 的增益带宽[70]。当信号波长超过泵浦波长时,由于要求的泵浦功率已经足够高(约为 10 W),信号还会通过 SRS 过程得到放大。

增加 FOPA 带宽的另一种方案是,通过周期性色散补偿[65]或利用具有不同色散特性的多段光纤[71]实现色散管理。图 10.13 给出了单泵浦 FOPA 在几个不同泵浦功率下的增益谱。当 1563 nm 的泵浦波功率为 31.8 dBm(约为 1.5 W)时,FOPA 的峰值增益为 39 dB。通过将零色散波长分别为 1556.8 nm、1560.3 nm 和 1561.2 nm 的三段光纤串联,设计出 500 m 长的 FOPA,其中每段光纤的 γ 值接近 11 $\mathrm{W^{-1}/km}$,色散斜率约为 0.03 ps/(nm$^2\cdot$km)。这种 FOPA 能同时放大多个 WDM 信道[73]。

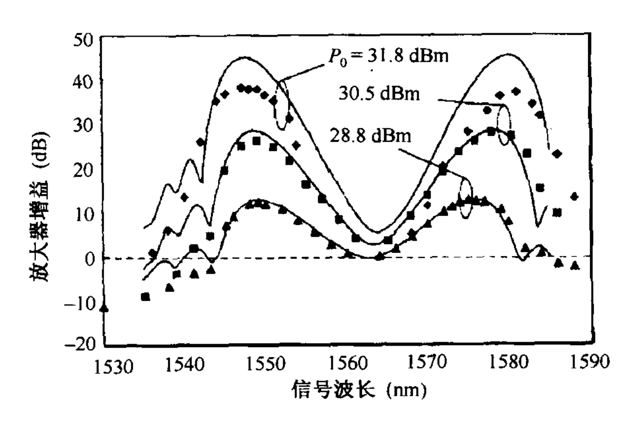


图 10.13　不同泵浦功率下测得的信号增益随信号波长的变化,实线给出的是理论预期结果[72]

正如前面所讨论的,FOPA 可以作为波长变换器使用,因为除了波长不同以外,从内部产生的闲频波包含了与入射信号相同的信息[74]。1998 年,利用脉冲泵浦光源,在 40 nm 带宽内实现了 28 dB 的峰值变换效率[64]。最近,利用 115 m 长高非线性光纤制成的单泵浦 FOPA,在 24 nm 带宽上(整个泵浦调谐范围)实现了透明波长变换[75]。

FOPA 的性能受几个因素的影响,在设计这类器件的过程中必须加以考虑[76~83]。例如,尽管 FOPA 得益于石英的超快非线性响应,但这种超快非线性响应对 FOPA 也有害,因为泵浦功率的起伏几乎同时转移给信号和闲频波。确实,FOPA 中的噪声常常受泵浦功率起伏转移给放大信号的支配[76~79]。而且,在将泵浦波入射到 FOPA 中之前,通常用一台或两台掺铒光纤放大器对其进行放大,EDFA 的放大自发辐射噪声也能使 FOPA 的性能显著劣化。实际中,常用光学滤波器隔离这种噪声。另外一种噪声源是自发喇曼散射,当信号或闲频波落在喇曼增益带宽内时,就会产生这种噪声[83]。尽管有以上这些噪声因素,在 2002 年的两个实验中,仍分别实现了增益为 27.2 dB 且噪声指数为 4.2 dB[80],以及增益为 17 dB 且噪声指数为 3.7 dB[81] 的 FOPA。如此低的噪声水平已经接近理想放大器的 3 dB 量子极限噪声。

影响 FOPA 的另一个因素是受激布里渊散射(SBS)。正如在 9.2.2 节中看到的,长光纤(大于 10 km)的 SBS 阈值在 5 mW 左右,而约为 1 km 的光纤的 SBS 阈值增加到 50 mW 左右。由于 FOPA 要求的泵浦功率接近 1 W,因此需要采用适当的方法提高 SBS 的阈值,以抑制 FOPA 中的 SBS 效应。实用的方法包括:(i) 控制沿光纤长度方向的温度分布[75];(ii) 以几个固定频率[72]或在一个宽频率范围内用随机比特格式[82]调制泵浦相位。泵浦相位调制通过展宽泵浦频谱来抑制 SBS,但不能过多地影响 FOPA 增益。实际情况下,由于相位失配参量κ取决于泵浦相位,因此使用这种方法会在一定程度上影响 FOPA 的增益[84];而且,光纤内的色散效应将泵浦波的相位调制转变为振幅调制,结果信号和闲频波的信噪比均因不希望的功率起伏而降低[85]。泵浦相位调制还能导致闲频波频谱的展宽,使其是泵浦频谱宽度的两倍。当 FOPA 作为波长变换器时,人们比较关心闲频波的这种展宽。正如将在后面看到的,采用双泵浦 FOPA 可以避免出现这种展宽。

单泵浦 FOPA 面临的一个重要问题是,它们的增益谱在整个带宽内远不是均匀的(见图 10.12)。原因是在单泵浦 FOPA 中,很难在一个宽带宽内满足相位匹配条件。当信号波长接近泵浦波长时,由于线性贡献 $\Delta k \to 0$,在泵浦波长附近$\kappa \approx 2\gamma P_0$。这一$\kappa$值相当大,导致信号仅以线性方式增强,结果 $G = 1 + \gamma P_0 L$,增益谱在泵浦波长附近出现一个凹陷。尽管单泵浦 FOPA 的增益带宽可能达到 200 nm[70],但增益谱仍高度不均匀,有用带宽被限制在增益谱的一个非常小的区域

内。通过巧妙控制光纤色散,可以在一定程度上解决这一难题[71]。理论上,通过采用长度适当的几段光纤,并正确选择这些光纤段的色散特性,实现相当平坦的增益谱是可能的[86]。然而,这种方案实际上比较难以实现,因为很难准确知道光纤的色散特性,更可行的解决方案是利用下面讨论的双泵浦结构。

10.4.4 双泵浦结构

双泵浦 FOPA 利用非简并 FWM 过程,并采用波长不同的两个泵浦光源[87~92]。通过适当选择泵浦波长,双泵浦 FOPA 能够在更宽的带宽内提供相当平坦的增益,而这对单泵浦 FOPA 来说是不可能的。双泵浦 FOPA 的参量增益由式(10.2.19)给出,利用式(10.2.20)中的 r,它可以写为

$$g(\omega_3) = [4\gamma^2 P_1 P_2 - \kappa^2(\omega_3)/4]^{1/2} \tag{10.4.14}$$

式中,$\kappa = \Delta k + \gamma(P_1 + P_2)$,$P_1$ 和 P_2 是输入泵浦功率,并假设忽略泵浦消耗。放大倍数与 g 的关系如式(10.4.7)所示,即

$$G_s = P_3(L)/P_3(0) = 1 + (2\gamma/g)^2 P_1 P_2 \sinh^2(gL) \tag{10.4.15}$$

与单泵浦 FOPA 类似,双泵浦 FOPA 的增益谱受线性相位失配 Δk 的频率相关性的影响。若引入 $\omega_c = (\omega_1 + \omega_2)/2$ 作为两泵浦波的中心频率,并令 $\omega_d = (\omega_1 - \omega_2)/2$,将 Δk 在 ω_c 附近展开,则可以得到[89]

$$\Delta k(\omega_3) = 2\sum_{m=1}^{\infty} \frac{\beta_{2m}^c}{(2m)!} \left[(\omega_3 - \omega_c)^{2m} - \omega_d^{2m}\right] \tag{10.4.16}$$

式中,上标 c 表示色散参量在频率 ω_c 处赋值。该式与式(10.4.12)的差别在于 ω_d 项,仅当采用两个泵浦波时,这一项才有贡献。双泵浦 FOPA 相对单泵浦 FOPA 的主要优势是,可以用 ω_d 项控制相位失配。通过适当选择泵浦波长,有可能用这一项补偿非线性相位失配 $\gamma(P_1 + P_2)$,这样总相位失配 κ 可以在宽频谱范围上保持近似为零。

在双泵浦 FOPA 采用的最普遍结构中,使用波长差相对较大的两个泵浦波;同时中心频率 ω_c 接近光纤零色散频率 ω_0,这样当 ω_3 在一个宽范围内变化时,式(10.4.16)中的线性相位失配是一个常数。为得到一个相当宽的相位匹配范围,两个波长应以对称方式位于光纤零色散波长的对边[90]。利用这种安排,κ 能够在一个宽波长范围内减小到近似为零,结果这一范围内的增益谱几乎是平坦的。

上述讨论基于只有非简并 FWM 过程 $\omega_1 + \omega_2 \to \omega_3 + \omega_4$ 对参量增益有贡献的假设。事实上,双泵浦 FOPA 的情况相当复杂,因为同时会发生与每个泵浦有关的简并 FWM 过程。实际上,简并和非简并 FWM 过程的结合除了产生频率为 ω_4 的闲频波以外,还会产生其他 8 个闲频波,这一点已得到证明[66]。这 8 个闲频波中,只有频率为 ω_5,ω_6,ω_7 和 ω_8 的 4 个闲频波对描述双泵浦 FOPA 的增益谱比较重要。这 4 个闲频波通过以下 FWM 过程产生:

$$\omega_1 + \omega_1 \to \omega_3 + \omega_5 \qquad \omega_2 + \omega_2 \to \omega_3 + \omega_6 \tag{10.4.17}$$

$$\omega_1 + \omega_3 \to \omega_2 + \omega_7 \qquad \omega_2 + \omega_3 \to \omega_1 + \omega_8 \tag{10.4.18}$$

除了上述过程外,在以下 FWM 过程中也会满足 FWM 对能量守恒的要求:

$$\omega_1 + \omega_1 \to \omega_4 + \omega_7 \qquad \omega_2 + \omega_2 \to \omega_4 + \omega_8 \tag{10.4.19}$$

$$\omega_1 + \omega_2 \to \omega_5 + \omega_8 \qquad \omega_1 + \omega_2 \to \omega_6 + \omega_7 \tag{10.4.20}$$

$$\omega_1+\omega_4\rightarrow\omega_2+\omega_5 \qquad \omega_1+\omega_6\rightarrow\omega_2+\omega_4 \tag{10.4.21}$$

若试图将所有隐含的 FWM 过程均考虑在内,则双泵浦 FOPA 的完整描述会变得相当复杂[90]。幸运的是,与这些过程相联系的相位匹配条件差别很大。当两个泵浦波以对称方式位于光纤零色散波长的对边且距离较远时,式(10.4.17)至式(10.4.21)所示的 FWM 过程仅在信号位于其中一个泵浦波附近时才会发生。基于此原因,这些 FWM 过程并未影响通过 $\omega_1+\omega_2\rightarrow\omega_3+\omega_4$ 过程产生的 FOPA 增益谱的中央平坦部分。图 10.14 比较了用全部 5 个闲频波进行数值计算得到的双泵浦 FOPA 的增益谱(实线)和利用这个单个非简并 FWM 过程得到的 FOPA 的增益谱(虚线)。由图 10.14 可见,其他 FWM 过程仅影响增益谱的两个边沿,使增益带宽下降 10% ~ 20%。数值计算中用到的 FOPA 的参量值为:$L=0.5$ km, $\gamma=10\ \mathrm{W^{-1}/km}$, $P_1=P_2=0.5$ W, $\beta_{30}=0.1\ \mathrm{ps^3/km}$, $\beta_{40}=10^{-4}\ \mathrm{ps^4/km}$, $\lambda_1=1502.6$ nm, $\lambda_2=1600.6$ nm, $\lambda_D=1550$ nm。

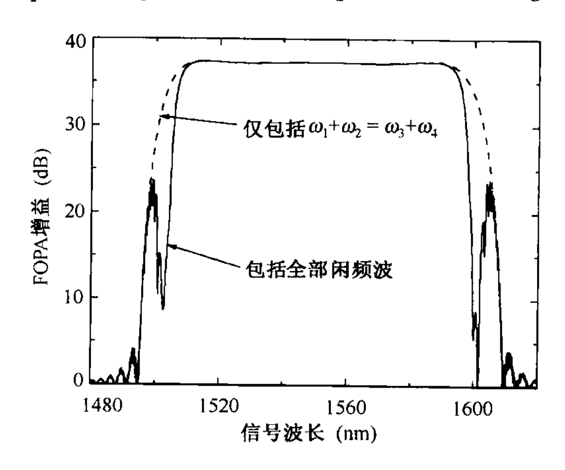


图 10.14 当全部 5 个闲频波均包括在内时双泵浦 FOPA 的增益谱(实线),虚线是仅包括通过主要的非简并FWM过程产生的单一闲频波的情形

双泵浦 FOPA 提供了几个自由度,使仅用一段光纤实现平坦增益谱成为可能。在 2002 年的一个实验中[92],使用零色散波长为 1585 nm 且非线性参量 $\gamma=10\ \mathrm{W^{-1}/km}$ 的 2.5 km 长的高非线性光纤,利用波长分别为 1569 nm 和 1599.8 nm 的两个泵浦波。当泵浦功率分别为 220 mW 和 107 mW 时,此 FOPA 在 20 nm 带宽上有 20 dB 的增益;将泵浦功率分别增加到 380 mW 和 178 mW 时,增益能够增加到 40 dB。由于在通过 FWM 过程放大信号的同时,同一段光纤内还会发生受激喇曼散射过程,结果功率从短波长泵浦波转移到长波长泵浦波中,因此短波长泵浦波的输入功率更高一些。在 2003 年的一个实验中[93],采用双泵浦 FOPA 实现了接近 40 nm 的增益带宽,图 10.15 给出了实验结果及理论拟合曲线。该实验中,波长为 1559 nm 和 1610 nm 两个泵浦波的输入功率分别为 600 mW 和 200 mW;1 km 长的高非线性光纤的零色散波长为 1583.5 nm,$\beta_{30}=0.055\ \mathrm{ps^3/km}$, $\beta_{40}=2.35\times10^{-4}\mathrm{ps^4/km}$, $\gamma=17\mathrm{W^{-1}/km}$。理论模拟包含了 SRS 效应,它引起泵浦、信号和闲频波之间的喇曼感应功率转移。

除了在宽带宽上提供相对平坦的增益外,双泵浦 FOPA 相对单泵浦 FOPA 还有其他几个优点。由于泵浦波长位于增益谱的两个边沿上,当信号波长位于增益谱的中央平坦区时,无须用光学滤波器滤除残余泵浦波。另外,当两个泵浦波以相等功率入射时,为了实现一定的增益,每个泵浦波所要求的功率将减小到单泵浦情形的 50%。实际情况下,较短波长的泵浦波需要更高的功率,以抵消两泵浦波间喇曼感应功率转移的影响,但它仍明显低于单泵浦 FOPA 所要求的值。

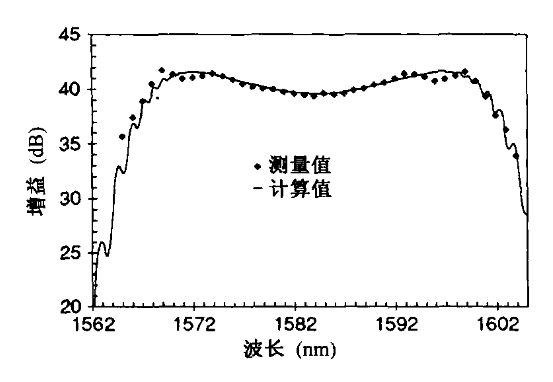


图 10.15 双泵浦 FOPA 的增益谱随信号波长的变化曲线,其中点线是测量值,实线是计算值[93]

当双泵浦 FOPA 作为波长变换器使用时,它还有一个额外优点。尽管仍需要对泵浦波进行相位调制以抑制受激布里渊散射(SBS),但闲频波的频谱展宽不再是一个问题,因为可以巧妙控制两个泵浦波的相位,使用于波长变换的特定闲频波不会被展宽。例如,若闲频 $\omega_4 \equiv \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$ 用于波长变换,则两个泵浦波应反相调制[94],这样总有$\phi_1(t) + \phi_2(t) = 0$。在二进制相位调制中,两个比特流的相位要相差 π,以满足这一条件[95]。与此对照,若利用 ω_7 或 ω_8 的闲频波[见式(10.4.18)]进行波长变换,则两个泵浦波应同相调制[96]。

双泵浦结构的另一个优点是,可以通过控制两个泵浦波的偏振态来减轻参量增益对信号偏振态的依赖关系。由于 FWM 过程本身是高度偏振相关的,这一问题会影响所有 FOPA。在单泵浦 FOPA 中,有时使用偏振分集环路;而在双泵浦 FOPA 中,通过使用正交偏振的泵浦波,可以简单地解决这一问题。10.5 节将更详细地讨论偏振效应。

双泵浦 FOPA 还有几个缺点。前面已经提到,两个泵浦波间的波长差常常落在喇曼增益谱的带宽内。由于喇曼感应的功率转移,两个泵浦波沿光纤长度不能保持同样的功率,那么即使总泵浦功率保持不变,FWM 效率也会下降。实际情况下,在光纤输入端,应该使高频泵浦波的功率比低频的高。尽管喇曼感应的功率转移降低了 FOPA 增益,但这不会影响增益谱的形状,因为相位匹配条件取决于两个泵浦波的总功率,只要这两个泵浦没有明显的消耗,总功率就能保持不变。在单泵浦 FOPA 中,如果光纤色散将相位调制转变为对泵浦波的振幅调制,那么用于抑制 SBS 的泵浦波的相位调制将降低信号的信噪比[85]。若两个泵浦波在入射到 FOPA 中之前被放大,则放大过程中附加的噪声也将降低信号的信噪比[97]。

所有 FOPA 的一个主要限制源于实际光纤的纤芯远不是理想的圆柱体这一事实。实际上,在光纤制造过程中,纤芯形状和尺寸沿光纤长度以随机方式变化,这种非理想性使光纤零色散波长沿光纤长度方向也随机变化。由于相位匹配条件与零色散波长有关,参量增益对光纤的色散参量值极为敏感,即使光纤零色散波长发生小的变化(小于 0.1 nm),也会引起增益谱的较大变化[98]。一般而言,这种起伏的标准差 σ_λ 只是 λ_D(1550 nm 附近)的平均值的一小部分(小于 0.1%)。如果零色散波长起伏的相关长度 l_c 远小于 FOPA 所用光纤的长度,则 $\delta\lambda_D$ 的一阶矩和二阶矩为

$$\langle \delta\lambda_D \rangle = 0 \qquad \langle \delta\lambda_D(z)\delta\lambda_D(z') \rangle = D_\lambda^2\,\delta(z-z') \tag{10.4.22}$$

式中,$D_\lambda = \sigma_\lambda \sqrt{l_c}$。

描述信号和闲频波沿光纤长度增长的方程(10.2.13)和方程(10.2.14)在色散出现起伏时仍是正确的,但方程中的相位失配参量$\kappa(z)$变为 z 的随机函数。已经证明,FOPA 增益的平均值

$G_{av}=\langle P_3(L)\rangle/P_3(0)$可以用解析方法得到[99]。然而，由于它代表的是一个总体平均值，因此得到的频谱和一个特定 FOPA 预期的频谱并不相符。实际情况下，对于一组 FOPA 的集合，增益谱将在一个宽范围内变化，尽管除了不可控制的色散起伏外，所有方面都相同。图 10.16(a)给出了通过数值求解随机方程(10.2.13)和方程(10.2.14)得到的增益谱，共求解 100 次，FOPA 参量值与图 10.14 中用到的相同，只是通过将 $\delta\lambda_D$ 处理成满足式(10.4.22)的一个高斯随机变量，将色散起伏包含在内，并取 $\sigma_\lambda=1$ nm，$l_c=5$ m。显然，对于这一 FOPA 集合中的不同成员，即使色散起伏的均方根值 σ_λ 仅为 1 nm，放大信号也会在一个宽范围内起伏。

一个重要问题是，如何设计能够允许零色散波长在大约 1 nm 范围内变化的 FOPA。答案是，两个泵浦波的波长间隔应减小到 50 nm 或者更小。当然，这会使总的增益谱变窄，FOPA 带宽显著降低。然而，这个带宽减小的增益谱对色散起伏的容忍度更高，这在图 10.16(b)中可以清楚地看出来。图 10.16(b)是在两个泵浦波长分别为 1525.12 nm 和 1575.12 nm(间隔为 50 nm，而不是 98 nm)而其他条件完全与图 10.16(a)相同的情况下得到的。当然，泵浦间隔的最佳值取决于起伏的大小，若 $\sigma_\lambda>1$ nm，则该值将进一步减小。需要指出的重要一点是，零色散波长的起伏限制了实际中 FOPA 的可用带宽。

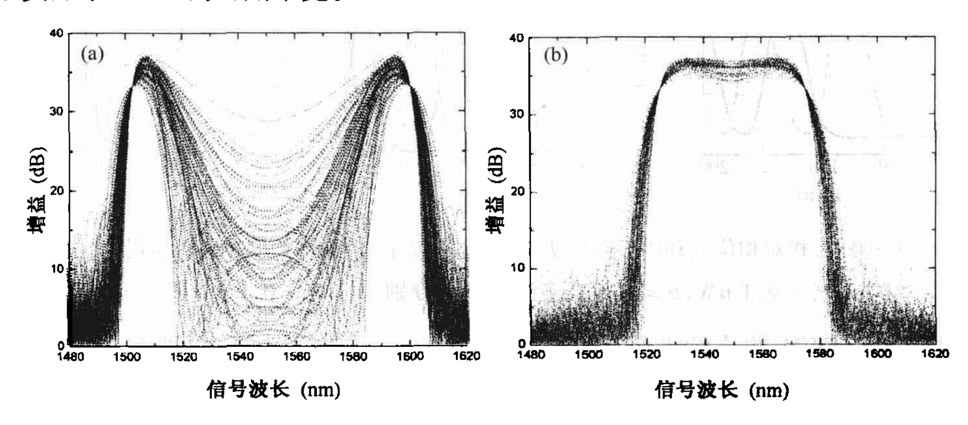


图 10.16　当泵浦间隔为(a) 98 nm 和(b) 50 nm 时，数值模拟得到的双泵浦 FOPA 的增益谱[99]

10.4.5　泵浦消耗效应

到目前为止，假设泵浦消耗可以忽略；将泵浦消耗包括在内需要数值求解方程(10.2.1)至方程(10.2.4)[100]，尽管在特定条件下用椭圆函数表示的解析解也是可能的[27]。可以证明，当相位没有完全匹配时，功率甚至可以从信号波转移回到泵浦波中。信号波和闲频波是被放大还是被衰减与下式定义的相对相位 θ 有关：

$$\theta=\phi_1+\phi_2-\phi_3-\phi_4 \tag{10.4.23}$$

式中，ϕ_j 是振幅 A_j 的相位($j=1$ 至 4)。

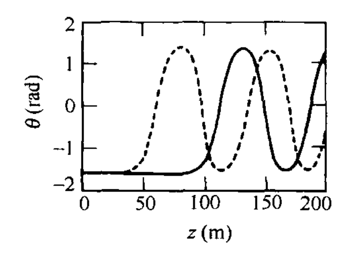
利用方程(10.2.13)和方程(10.2.14)可以得到关于 θ 的方程。利用 $B_j=\sqrt{P_j}\exp(\mathrm{i}\,\phi_j)$，可以得到下面两个方程：

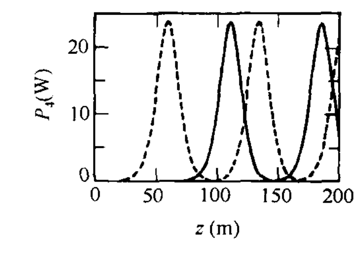
$$\frac{\mathrm{d}P_3}{\mathrm{d}z}=\frac{\mathrm{d}P_4}{\mathrm{d}z}=-4\gamma\sqrt{P_1P_2P_3P_4}\sin\theta \tag{10.4.24}$$

$$\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}z}=\kappa+2\gamma\sqrt{P_1P_2}\frac{(P_3+P_4)}{\sqrt{P_3P_4}}\cos\theta \tag{10.4.25}$$

方程(10.4.24)清楚地表明,信号波和闲频波的增长是由 θ 角决定的,当 $\theta = -\pi/2$ 时能得到最大的放大。如果在输入端没有闲频波入射,则它将从噪声中产生,要预设其相位使 $\theta = -\pi/2$ 的要求在 FOPA 的前端附近自动满足。如果开始时 $\kappa = 0$(严格相位匹配),则方程(10.4.25)表明,θ 将保持其初始值 $-\pi/2$ 不变;然而,若 $\kappa \neq 0$,则 θ 将按方程(10.4.25)所示的那样沿光纤变化。

当泵浦功率由于泵浦消耗不再保持为常数时,即使在输入端 $\theta = -\pi/2$,相位失配也会沿光纤长度变化。只要 θ 变为正值并在 $0 \sim \pi/2$ 范围内,信号波和闲频波就都会被衰减,方程(10.4.24)清楚地表明了这一点。这一行为如图 10.17 所示,它给出了当光纤输入端 $\kappa = 0$, $P_1 = P_2 = 70$ W, $\theta = -\pi/2$ 时,相对相位 θ 和闲频功率 P_4 及泵浦功率 P_1 沿光纤长度的演化过程。图 10.17 中给出了两种情形:$P_3(0) = P_4(0) = 0.1$ μW(实线)和 $P_3(0) = 6$ mW, $P_4(0) = 0.1$ μW(虚线)。在前一种情形中,信号波和闲频波均从噪声中产生;第二种情形对应一个参量放大器。在这两种情形中,信号波和闲频波均被周期性地放大和衰减。这一行为可以这样理解:泵浦消耗改变了相对相位 θ,使之偏离了初始值 $-\pi/2$;重要的是,即使在相位完全匹配的情况下,也需要小心控制参量放大器所用光纤的长度。





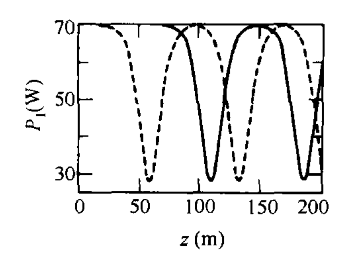


图 10.17 $\kappa = 0$ 时,相对相位 θ 和闲频功率 P_4 及泵浦功率 P_1 沿光纤长度方向的演化,$P_1 = P_2 = 70$ W, $P_4 = 0.1$ μW, $\theta = -\pi/2$,实线和虚线分别对应 $P_3 = 0.1$ μW 和 $P_3 = 6$ mW[100]

上述讨论基于 FWM 的连续波理论。当用短脉冲泵浦光纤时,有两种效应能够减小参与 FWM 过程的 4 个波之间的参量互作用。首先,当泵浦脉冲在光纤中传输时,泵浦脉冲的频谱通过 SPM 效应被展宽;如果泵浦脉冲的谱宽超过放大器带宽,则参量增益就会减小,这与 9.1 节中讨论的布里渊增益的情形类似。其次,这 4 个脉冲间的群速度失配迫使它们彼此分开。这两种效应减小了发生四波混频的有效长度。对于超短脉冲,还必须用式(10.2.23)将 GVD 效应包括在内。

10.5 偏振效应

10.2 节的标量理论基于这样一个假设,即所有光波最初都是线偏振的,并在传输过程中保持其偏振态不变。实际情况下,输入泵浦波的偏振态可以选择,但输入信号波的偏振态常常是任意的。FWM 过程是高度偏振相关的,因为它要求 4 个互作用的光子满足角动量守恒条件。于是,FOPA 的增益谱取决于输入信号和泵浦波的相对偏振态,而且可以在一个宽范围内变化。本节将重点讨论这种偏振效应。

1993 年,研究表明,利用偏振分集环路可以实现单泵浦 FOPA 的偏振无关工作,但其焦点集中在波长变换方面[101]。在 2002 年的一个实验中,利用这种方法构建的 FOPA 的偏振相关增益在 1 dB 以内[102]。在这一方案中,用一个偏振分束器将输入泵浦波分解成两个正交偏振分量,它们以相同的功率在含有非线性光纤的环内反向传输;信号波也被这个偏振分束器分解成两个

正交偏振分量,每个偏振分量在环内被同偏振的泵浦波分量分别放大。经过一次往返后,放大信号波的两个偏振分量用同一个偏振分束器复合。

FOPA 的双泵浦结构提供了一个附加的自由度,使其能够在没有偏振分集环路的情况下实现偏振无关运转[46]。1993 年,研究表明,如果两个泵浦波以正交的线偏振入射,则可使 FWM 过程与信号的偏振态几乎无关[87]。这种方案常用于双泵浦 FOPA,尽管它的使用能导致 FWM 效率下降,从而使信号波和闲频波的增益大幅度减小。读者可能会问,通过选择两泵浦波的偏振态是正交但非线偏振的,能否提高 FWM 过程的效率[103]。要回答这个问题,有必要发展一种有关 FWM 的矢量理论,在这个理论中,两泵浦波和信号波的输入偏振态都可以是任意的[104]。

10.5.1 FWM 的矢量理论

对双泵浦 FOPA 的完整描述应同时包含简并和非简并 FWM 过程。然而,正如在前面讨论过的,当两泵浦波对称地位于光纤零色散波长的对边但又相距很远时,FOPA 的增益谱呈现出一个中央平坦区域,这源于单个非简并 FWM 过程($\omega_1+\omega_2\rightarrow\omega_3+\omega_4$)。由于实际中用到的是增益谱的平坦部分,因此在以下分析中只考虑这一非简并过程。与前面一样,假设泵浦功率比信号和闲频功率大得多,因此可以忽略泵浦消耗。

通常,应考虑式(8.5.1)给出的非线性极化强度的一般形式,这样可以合理地将喇曼贡献包含在内。为简化分析,忽略喇曼效应,并假设非线性极化强度由式(10.1.1)给出,式中的张量 $\chi^{(3)}$ 具有式(6.1.2)的形式,可以写为

$$\chi_{ijkl}^{(3)}=\frac{1}{3}\chi_{xxxx}^{(3)}(\delta_{ij}\delta_{kl}+\delta_{ik}\delta_{jl}+\delta_{il}\delta_{jk}) \tag{10.5.1}$$

对于非简并 FWM,总电场和非线性极化强度可以分解为

$$\boldsymbol{E}=\mathrm{Re}\left[\sum_{j=1}^{4}\boldsymbol{E}_j\exp(-i\omega_j t)\right]\qquad \boldsymbol{P}_{\mathrm{NL}}=\mathrm{Re}\left[\sum_{j=1}^{4}\boldsymbol{P}_j\exp(-i\omega_j t)\right] \tag{10.5.2}$$

式中,Re 表示实部,$\boldsymbol{E}_j$ 是频率为 ω_j 的场的慢变振幅。

按照 8.5.1 节中的过程,将式(10.5.2)代入式(10.1.1)中,选出以频率 ω_1 和 ω_2 振荡的项,则泵浦频率处的非线性极化强度为

$$\begin{aligned}\boldsymbol{P}_j(\omega_j)=\frac{\varepsilon_0}{4}\chi_{xxxx}^{(3)}[&(\boldsymbol{E}_j\cdot\boldsymbol{E}_j)\boldsymbol{E}_j^*+2(\boldsymbol{E}_j^*\cdot\boldsymbol{E}_j)\boldsymbol{E}_j+\\&2(\boldsymbol{E}_m^*\cdot\boldsymbol{E}_m)\boldsymbol{E}_j+2(\boldsymbol{E}_m\cdot\boldsymbol{E}_j)\boldsymbol{E}_m^*+2(\boldsymbol{E}_m^*\cdot\boldsymbol{E}_j)\boldsymbol{E}_m]\end{aligned} \tag{10.5.3}$$

式中,$j,m=1$ 或 2 且 $j\neq m$。利用同样的过程,可以得到信号波和闲频波频率处的非线性极化强度为

$$\begin{aligned}\boldsymbol{P}_j(\omega_j)=\frac{\varepsilon_0}{2}\chi_{xxxx}^{(3)}[&(\boldsymbol{E}_1^*\cdot\boldsymbol{E}_1)\boldsymbol{E}_j+(\boldsymbol{E}_1\cdot\boldsymbol{E}_j)\boldsymbol{E}_1^*+(\boldsymbol{E}_1^*\cdot\boldsymbol{E}_j)\boldsymbol{E}_1+\\&(\boldsymbol{E}_2^*\cdot\boldsymbol{E}_2)\boldsymbol{E}_j+(\boldsymbol{E}_2\cdot\boldsymbol{E}_j)\boldsymbol{E}_2^*+(\boldsymbol{E}_2^*\cdot\boldsymbol{E}_j)\boldsymbol{E}_2+\\&(\boldsymbol{E}_m^*\cdot\boldsymbol{E}_1)\boldsymbol{E}_2+(\boldsymbol{E}_m^*\cdot\boldsymbol{E}_2)\boldsymbol{E}_1+(\boldsymbol{E}_1\cdot\boldsymbol{E}_2)\boldsymbol{E}_m^*]\end{aligned} \tag{10.5.4}$$

式中,$j,m=3$ 或 4 且 $j\neq m$。在式(10.5.3)和式(10.5.4)中,包含了两泵浦波的 SPM 和 XPM 效应,但忽略了信号波和闲频波的 SPM 和 XPM 效应,因为它们的功率相当低。

为考虑偏振态的变化,将每个场用琼斯矢量 $|A_j(z)\rangle$ 表示为

$$\boldsymbol{E}_j(\boldsymbol{r})=F_j(x,y)|A_j\rangle\exp(i\beta_j z) \tag{10.5.5}$$

式中,$F_j(x,y)$ 表示光纤模的横向分布,β_j 是频率为 ω_j 的场的传输常数。正如在 10.2.1 节中看到的,假设 4 个波的模分布近似相同,这相当于假设 4 个波的有效模场面积相同。

将式(10.5.3)至式(10.5.5)代入波动方程(2.3.1),并按照2.3.1节的步骤,可以发现4个场的琼斯矢量满足下面的方程组[104]:

$$\frac{\mathrm{d}|A_1\rangle}{\mathrm{d}z}=\frac{2i\gamma}{3}\Big(\langle A_1|A_1\rangle+\langle A_2|A_2\rangle+\tfrac{1}{2}|A_1^*\rangle\langle A_1^*|+|A_2\rangle\langle A_2|+|A_2^*\rangle\langle A_2^*|\Big)|A_1\rangle \tag{10.5.6}$$

$$\frac{\mathrm{d}|A_2\rangle}{\mathrm{d}z}=\frac{2i\gamma}{3}\Big(\langle A_1|A_1\rangle+\langle A_2|A_2\rangle+\tfrac{1}{2}|A_2^*\rangle\langle A_2^*|+|A_1\rangle\langle A_1|+|A_1^*\rangle\langle A_1^*|\Big)|A_2\rangle \tag{10.5.7}$$

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}|A_3\rangle}{\mathrm{d}z}=&\frac{2i\gamma}{3}\Big(\langle A_1|A_1\rangle+|A_1\rangle\langle A_1|+|A_1^*\rangle\langle A_1^*|+\langle A_2|A_2\rangle+|A_2\rangle\langle A_2|+|A_2^*\rangle\langle A_2^*|\Big)+\\&\frac{2i\gamma}{3}\Big(|A_2\rangle\langle A_1^*|+|A_1\rangle\langle A_2^*|+\langle A_1^*|A_2\rangle\Big)|A_4^*\rangle\mathrm{e}^{-i\Delta kz}\end{aligned} \tag{10.5.8}$$

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}|A_4\rangle}{\mathrm{d}z}=&\frac{2i\gamma}{3}\Big(\langle A_1|A_1\rangle+|A_1\rangle\langle A_1|+|A_1^*\rangle\langle A_1^*|+\langle A_2|A_2\rangle+|A_2\rangle\langle A_2|+|A_2^*\rangle\langle A_2^*|\Big)+\\&\frac{2i\gamma}{3}\Big(|A_2\rangle\langle A_1^*|+|A_1\rangle\langle A_2^*|+\langle A_1^*|A_2\rangle\Big)|A_3^*\rangle\mathrm{e}^{-i\Delta kz}\end{aligned} \tag{10.5.9}$$

对于单泵浦 FOPA,由于$|A_2\rangle=0$,因而只保留第一个泵浦方程;另外,在信号波和闲频波方程中,要用$|A_1\rangle$代替$|A_2\rangle$,用γ代替2γ。

10.5.2 参量增益的偏振相关性

矢量 FWM 方程(10.5.6)至方程(10.5.9)描述了两泵浦波和信号波以任意偏振态入射进光纤的一般情形下的 FWM 过程。该方程组非常复杂,一般需要用数值方法求解。为研究 FWM 效率和泵浦波偏振态的关系,暂时忽略 SPM 和 XPM 项,将注意力集中到决定闲频光子生成的选择定则上。SPM 和 XPM 仅影响相位匹配条件,它们的作用将在本节后面的内容中考虑。

从物理意义上讲,FWM 的偏振相关性源于对各向同性介质中四个互作用光子的角动量守恒的要求。如果用↑和↓分别表示左旋和右旋圆偏振态,分别用本征角动量(自旋)$+\hbar$和$-\hbar$表示相应的光子,则可以更简单地描述这一要求[105]。为描述任意偏振光场的 FWM 过程,将琼斯矢量分解为

$$|A_j\rangle=\mathscr{U}_j|\uparrow\rangle+\mathscr{D}_j|\downarrow\rangle \tag{10.5.10}$$

式中,$\mathscr{U}_j$ 和$\mathscr{D}_j$ 分别表示自旋向上和自旋向下的第j个波($j=1\sim4$)的场振幅。利用这个展开式,由方程(10.5.9)可以得到下面的描述两正交偏振态中闲频光子产生的方程(假设是严格相位匹配的):

$$\frac{\mathrm{d}\mathscr{U}_4}{\mathrm{d}z}=\frac{4i\gamma}{3}[\mathscr{U}_1\mathscr{U}_2\mathscr{U}_3^*+(\mathscr{U}_1\mathscr{D}_2+\mathscr{D}_1\mathscr{U}_2)\mathscr{D}_3^*] \tag{10.5.11}$$

$$\frac{\mathrm{d}\mathscr{D}_4}{\mathrm{d}z}=\frac{4i\gamma}{3}[\mathscr{D}_1\mathscr{D}_2\mathscr{D}_3^*+(\mathscr{U}_1\mathscr{D}_2+\mathscr{D}_1\mathscr{U}_2)\mathscr{U}_3^*] \tag{10.5.12}$$

若交换角标3和4,则可以得到信号光子产生所遵循的方程。

方程(10.5.11)和方程(10.5.12)的右边三项给出了泵浦和信号光子的不同组合如何产生闲频光子,并导致 FWM 过程的选择定则。这两个方程的第一项对应两泵浦光子和信号光子同偏振并产生具有同样偏振态的闲频光子的情形。从物理意义上讲,若两个泵浦光子都处于↑态,总角动量为$2\hbar$,则信号和闲频光子也必须处于同样的态,以保持角动量守恒。方程(10.5.11)的最后两项对应两泵浦光子正交偏振且其总角动量为零的情形,为满足角动量守恒条件,信号

和闲频光子也必须是正交偏振的。结果，处于 $\uparrow_3$ 态的信号光子只能与处于 $\downarrow_4$ 态的闲频光子发生耦合，反之亦然。这将导致两个可能的组合，$\uparrow_3 + \downarrow_4$ 或 $\downarrow_3 + \uparrow_4$，二者几率相等。

任意偏振态的泵浦波是由振幅和相位不同的 $\uparrow$ 态和 $\downarrow$ 态的光子组成的，这种情形下方程(10.5.11)和方程(10.5.12)中所有 6 项都对 FWM 有贡献。信号增益的偏振相关性是 FWM 能沿不同路径产生的结果，必须如量子力学规定的那样，加上这些路径的几率幅，这样会造成相长干涉或相消干涉。例如，若两泵浦波是右旋圆偏振的，对于左旋圆偏振的信号波则没有 FWM 发生，反之亦然。

在单泵浦结构中，两泵浦光子具有相同的偏振态，它们是不可区分的。若泵浦波是圆偏振的，则由方程(10.5.11)和方程(10.5.12)可知，只有第一项能产生闲频光子。对于线偏振泵浦波，只要满足选择定则，所有项都能产生闲频光子。然而，很容易得出这样一个结论，即单泵浦 FOPA 的信号增益总是偏振相关的。从物理意义上讲，通过信号的 $\uparrow$ 分量和 $\downarrow$ 分量来平衡 FWM 效率是不可能的，除非采用偏振分集环路。

人们常对不管输入信号偏振态如何，总能产生相同信号增益的 FOPA 的结构感兴趣。方程(10.5.11)和方程(10.5.12)表明，通过两正交偏振的泵浦波就能实现这种结构。更特别的是，若两泵浦波分别是右旋和左旋圆偏振的，含$\mathscr{U}_1\mathscr{U}_2$ 和$\mathscr{D}_1\mathscr{D}_2$ 的项为零，则 FWM 过程就会变成偏振无关的。如果两泵浦波是正交线偏振的，则可以证明$\mathscr{U}_1\mathscr{D}_2+\mathscr{D}_1\mathscr{U}_2=0$，剩下的两条路径具有同样的效率，使 FWM 过程也是偏振无关的。然而，正如下面讨论的，这种结构的增益会大大降低。

为研究参量增益是如何随泵浦波的偏振态变化的，在两泵浦波是椭圆偏振且彼此正交的条件下求解方程(10.5.6)至方程(10.5.9)。注意，偏振椭圆在 x-y 平面内旋转时这些方程不变，可选择 x 轴和 y 轴分别沿频率为 ω_1 的泵浦波的偏振椭圆的两个主轴方向。若忽略方程(10.5.6)和方程(10.5.7)中的 SPM 和 XPM 项，则两泵浦波的琼斯矢量不随传输距离变化，而且有

$$|A_1(z)\rangle=\sqrt{P_1}\begin{pmatrix}\cos\theta\\ i\sin\theta\end{pmatrix}\qquad |A_2(z)\rangle=\sqrt{P_2}\begin{pmatrix}i\sin\theta\\ \cos\theta\end{pmatrix}\tag{10.5.13}$$

式中，P_1 和 P_2 是输入功率，角度 θ 是表征椭圆率的量。

将式(10.5.13)代入方程(10.5.8)和方程(10.5.9)，仍忽略 SPM 和 XPM 项，则信号和闲频波按照以下方式演化：

$$\frac{\mathrm{d}|A_3\rangle}{\mathrm{d}z}=\frac{2i\gamma}{3}\sqrt{P_1P_2}\mathrm{e}^{-i\Delta kz}(\cos2\theta\sigma_2+2i\sin2\theta\sigma_0)|A_4^*\rangle\tag{10.5.14}$$

$$\frac{\mathrm{d}|A_4\rangle}{\mathrm{d}z}=\frac{2i\gamma}{3}\sqrt{P_1P_2}\mathrm{e}^{-i\Delta kz}(\cos2\theta\sigma_2+2i\sin2\theta\sigma_0)|A_3^*\rangle\tag{10.5.15}$$

式中，σ_0 是单位矩阵，泡利矩阵 σ_2 的定义见式(6.6.8)。这两个方程表明，FWM 过程与泵浦椭圆率 θ 有关。

尽管方程(10.5.14)和方程(10.5.15)具有矢量特性，但仍可以通过使常数矩阵 $\cos2\theta\sigma_2+2i\sin2\theta\sigma_0$ 对角化来对它们求解。当 $A_4(0)=0$ 时，信号波有下面的表达式：

$$|A_3(z)\rangle=|A_3(0)\rangle[\cosh(gz)+i(\Delta k/2g)\sinh(gz)]\exp(iK_ez)\tag{10.5.16}$$

式中，K_e 与 Δk 有关，参量增益由下式给出：

$$g(\theta)=[(2\gamma/3)^2P_1P_2(1+3\sin^22\theta)-(\Delta k/2)^2]^{1/2}\tag{10.5.17}$$

读者应将该式与式(10.2.19)进行对比，前者给出的 g 对应两个泵浦波同线偏振的情形。

由式(10.5.16)可以得出一个重要结论。由于在不考虑 SPM 和 XPM 效应时,任意偏振态的信号都放大同样的倍数,因此对于任意两正交偏振的泵浦波,非简并 FWM 过程是偏振无关的。然而,FWM 效率通过 θ 取决于泵浦波的偏振态,参量增益与 θ 的关系见式(10.5.17)。图 10.18 给出了当相位失配取两个不同值时,$g(\theta)$随 θ 的变化关系,其中 $g(\theta)$对 $g_m=4\gamma\sqrt{P_1P_2}/3$ 做了归一化。当 $\theta=45°$时(对应圆偏振泵浦波),参量增益达到最大值;当 $\theta=0°$(对应线偏振泵浦波)时,参量增益达到最小值。这一行为可以由方程(10.5.8)理解。注意,整个 FWM 效率由该方程中含$\langle A_1^*|A_2\rangle$的最后一项决定,当泵浦波是圆偏振的时,该项实现最大值,但当泵浦波是线偏振的时,该项为零。

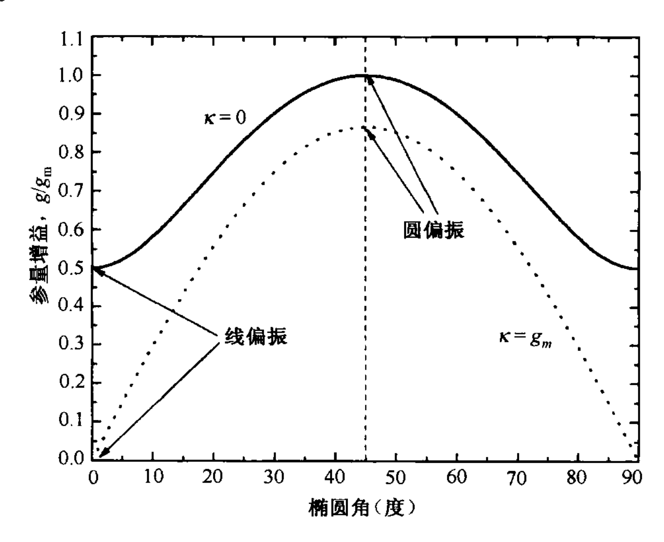


图 10.18 当两泵浦波以正交偏振态椭圆偏振时,对$\kappa=0$(实线)和$\kappa\neq0$(虚线),参量增益随椭圆角的变化

10.5.3 线偏振和圆偏振泵浦

本节将把两泵浦波感应的 SPM 和 XPM 效应包括在内。由于 SPM 和 XPM 都能改变光场的偏振态,因此这种情形和前面相比有了很大变化。对琼斯矢量的两个分量,SPM 和 XPM 会产生不同的相移,这种现象称为非线性偏振旋转(nonlinear polarization rotation)。特别是,即使两泵浦波最初在 $z=0$ 时是正交偏振的,SPM 和 XPM 也会使泵浦波的偏振态不再正交。

为研究这样的偏振变化,引入两泵浦波的斯托克斯矢量

$$\boldsymbol{S}_1=\langle A_1|\boldsymbol{\sigma}|A_1\rangle \qquad \boldsymbol{S}_2=\langle A_2|\boldsymbol{\sigma}|A_2\rangle \tag{10.5.18}$$

并在斯托克斯空间里重写方程(10.5.6)和方程(10.5.7),式中 $\boldsymbol{\sigma}=\sigma_1\hat{e}_1+\sigma_2\hat{e}_2+\sigma_3\hat{e}_3$ 是斯托克斯空间里的泡利自旋向量。这里,不妨回忆一下第 6 章学过的内容:斯托克斯矢量在邦加球球面上移动,线偏振光的斯托克斯矢量位于邦加球的赤道平面上,而圆偏振光的斯托克斯矢量指向邦加球的某一极。这里采用惯例,北极对应左旋圆偏振,南极对应右旋圆偏振;另外,正交偏振泵浦波是用邦加球上指向相反方向的两个斯托克斯矢量表示的。

对 $\boldsymbol{S}_1$ 和 $\boldsymbol{S}_2$ 取微分,并利用方程(10.5.6)和方程(10.5.7),发现两泵浦波的斯托克斯矢量满足

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{S}_1}{\mathrm{d}z}=\frac{2\gamma}{3}[(S_{13}+2S_{23})\hat{e}_3-2\boldsymbol{S}_2]\times\boldsymbol{S}_1 \tag{10.5.19}$$

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{S}_2}{\mathrm{d}z}=\frac{2\gamma}{3}[(S_{23}+2S_{13})\hat{e}_3-2\boldsymbol{S}_1]\times\boldsymbol{S}_2 \tag{10.5.20}$$

式中，S_{j3}是 $\boldsymbol{S}_j$ 的第三个分量(沿 $\hat{e}_3$ 方向)。这两个方程表明，SPM 使斯托克斯矢量绕垂直方向发生旋转；与此对照，两个 XPM 项使斯托克斯矢量绕位于赤道平面内的一个矢量旋转。通过数值求解方程(10.5.19)和方程(10.5.20)，可以研究泵浦波的偏振态是如何随传输距离变化的[104]。结果表明，仅当两正交偏振的泵浦波在 $z=0$ 时是线偏振或圆偏振的，才能在传输过程中保持它们的初始正交性不变。这还可以由方程(10.5.19)和方程(10.5.20)直接推断出来：当两泵浦波线偏振时，$S_{12}=S_{23}=0$；当它们圆偏振时，$\hat{e}_3\times\boldsymbol{S}_j=0$。在这两种情形中，导数 $\mathrm{d}\boldsymbol{S}_j/\mathrm{d}z=0(j=1,2)$，能确保两泵浦波保持正交偏振。

采用同样的方法，可以看到信号波和闲频波的斯托克斯矢量如何受两泵浦波感应的 XPM 效应影响。能够证明，若两泵浦波沿光纤保持正交偏振，则信号波和闲频波的偏振态不受它们的影响。从物理意义上讲，即使每个泵浦波都会引起邦加球上信号波的斯托克斯矢量的旋转，但当两个等功率的泵浦波正交偏振时，它们引起的旋转就会互相抵消。这样，正交偏振的两泵浦波只有处于线偏振或圆偏振态时，才能提供偏振无关的增益。在这两种特殊的泵浦结构中，矢量问题简化为标量问题，可以解析求解。

通过解方程(10.5.8)和方程(10.5.9)可得到信号波和闲频波的解析解，进而得到信号增益的表达式

$$G_s\equiv\frac{\langle A_3(L)|A_3(L)\rangle}{\langle A_3(0)|A_3(0)\rangle}=1+\left(1+\frac{\kappa^2}{4g^2}\right)\sinh^2(gL) \tag{10.5.21}$$

式中，κ和 g 分别定义为

$$\kappa=\Delta k+r_K\gamma(P_1+P_2)\qquad g=[(r_g\gamma)^2P_1P_2-(\kappa/2)^2]^{1/2} \tag{10.5.22}$$

常数 r_K和 r_g 取决于两泵浦波是线偏振的还是圆偏振的。对线偏振泵浦波，$r_K=1$，$r_g=2/3$；对于圆偏振泵浦波，$r_K=2/3$，$r_g=4/3$。

读者应将式(10.5.21)与式(10.4.5)进行对比，式(10.4.5)是在两泵浦波同线偏振，并在同一方向产生线偏振的信号和闲频波的标量情形下得到的。在这种情形下，等效为 $r_K=1$，$r_g=2$。当信号波相对于同线偏振的两泵浦波正交偏振时，可以得到 $r_K=5/3$ 和 $r_g=2/3$。r_K和 r_g 对不同泵浦结构的这种变化，表明 FWM 效率可以显著变化，这取决于输入端泵浦波的偏振态。

图 10.19 给出了对于双泵浦的 500 m 长 FOPA，采用几个不同泵浦方案得到的增益谱，选取参量值为 $\gamma=10\ \mathrm{W^{-1}/km}$，$\lambda_D=1580$ nm，$\beta_{30}=0.04\ \mathrm{ps^3/km}$，$\beta_{40}=1.0\times10^{-4}\ \mathrm{ps^4/km}$。当两泵浦波和信号波同线偏振时(点线)，选择泵浦波长(1535 nm 和 1628 nm)和泵浦功率($P_1=P_2=0.5$ W)，使 FOPA 在一个宽波长范围内提供37 dB 的相当平坦的增益。当然，这个增益是高度偏振相关的。当信号波相对同偏振的两泵浦波正交偏振时，中央部分的增益近乎减小到零(细实线)；当采用正交线偏振的泵浦波时，增益谱仍然较宽且较平坦(虚线)，但增益相对小一些(8.5 dB)；然而，正如图中实线所示，若两泵浦波分别为左旋和右旋圆偏振，则 FOPA 增益可以从 8.5 dB 增加到 23 dB。尽管上述讨论集中在对信号的放大上，但当 FOPA 用做波长变换器时，预计也有同样的行为发生，因为闲频功率 P_4 和信号功率 P_3 的关系为 $P_4(L)=P_3(L)-P_3(0)$。

10.5.4 残余光纤双折射效应

正如6.6节所讨论的，大部分光纤表现出沿光纤长度随机变化并随时间起伏的残余双折射。这种双折射起伏会感应偏振模色散(PMD)，并使在光纤中传输的任意光波的偏振态随机化。在四波混频过程中，4 个波偏振态的随机变化会影响角动量守恒，从而使 FOPA 的性能劣

化[106]。这种 PMD 效应已经在单泵浦和双泵浦 FOPA 中观察到了[67]。如果将 FWM 的矢量理论进行适当扩展,把光纤的残余双折射包括在内,就可以用它来理解这些实验结果。

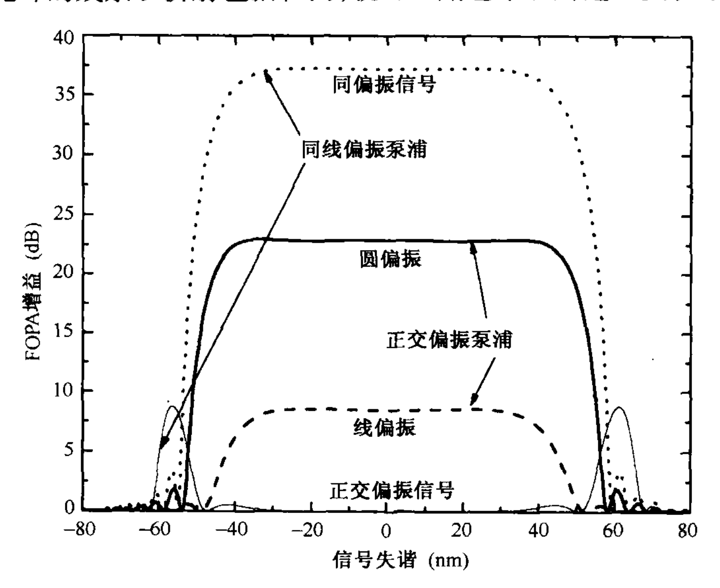


图 10.19 4种不同方案下双泵浦 FOPA 的增益谱,泵浦波长为 1535 nm和1628 nm,泵浦功率为 $P_1 = P_2 = 0.5$ W[104]

将 FWM 的矢量理论扩展的方法是,在方程(10.5.6)至方程(10.5.9)的右边附加上一项 $[b_0 + b_1(\omega_j - \omega_r)\sigma_1]|A_j\rangle (j = 1 \sim 4)$,这样就将这些方程变成一组4个耦合随机方程[107]。这里,ω_r 是参考频率,实际中常选取 $\omega_r = \omega_1$,并采用偏振态不受双折射起伏影响的其中一个泵浦波作为参考。随机变量 b_0 和 b_1 通过两个不同机制影响 FWM:第一,b_0 使邦加球上所有4个波的偏振态在同一方向旋转,这样能在整个增益带宽上以相同的量减小平均增益。第二,b_1 导致两泵浦波、信号波和闲频波的偏振态以取决于其频率差 Ω 的速率彼此偏离。发生这样的 PMD 感应偏离的长度尺度由扩散长度 $L_{\text{diff}} = 3(D_p\Omega)^{-2}$ 决定,其中 D_p 是光纤的 PMD 参量。

与色散起伏的情形类似,对以不同方式实现的沿光纤的双折射分布,可以利用随机方程数值模拟 FOPA 的增益谱。通过对多次运行结果的总体平均,可以计算出任意信号波长处的平均增益。对单泵浦 FOPA,平均增益还可以通过解析方法完成[108]。解析和数值结果都表明,双折射的随机起伏减小了 FOPA 的平均增益,使增益谱变形,从而危及到增益谱的平坦性。对双泵浦 FOPA,预计也有类似的行为发生。

作为一个实例,图 10.20(a)给出了对于三个 D_p 值,PMD 对双泵浦 FOPA 平均增益谱的影响,参量取值与图 10.14 中的相同。更特别的是,在 1520.6 nm 和 1600.6 nm 两个波长用 0.5 W 的功率泵浦 0.5 km 长的 FOPA,最初两泵浦波和信号波是同偏振的。通过对沿光纤长度的50个不同的双折射分布取平均,得到了任意信号波长处的平均增益。为便于比较,图 10.20 中还给出了各向同性光纤的理想情形。与单泵浦 FOPA 的情形类似,b_0 的作用是以系数 8/9 减小非线性参量 γ 的值[109]。当 D_p 值较小时,γ 值减小使峰值增益降低,但频谱仍在中央区域保持其平坦特性。然而,当 $D_p > 0.1$ ps/$\sqrt{\text{km}}$时,频谱中心出现凹陷,如图 10.20(a)所示。凹陷形成的原因如下:当信号频率接近某个泵浦频率时,该泵浦的贡献是主要的;然而,当信号频率移向中心时,两泵浦波都不再与信号波平行,增益降低。

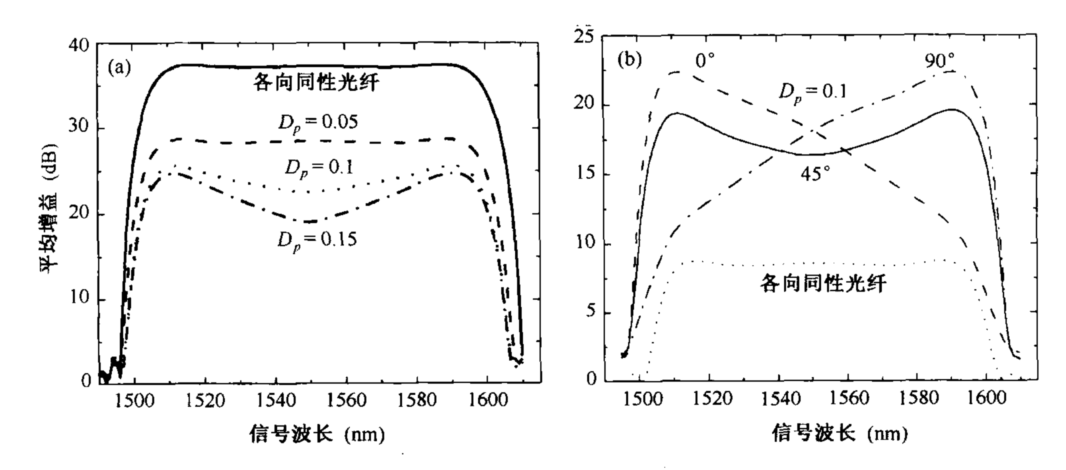


图 10.20 (a) 不同 D_p 值下双泵浦 FOPA 的平均增益谱;(b) 当 $D_p = 0.1\ \mathrm{ps}/\sqrt{\mathrm{km}}$时,对信号的三个初始线偏振态,双泵浦FOPA的平均增益谱。在这两种情形中,同时给出了各向同性光纤的情况[107]

一个重要问题是,当两泵浦波正交偏振时(线偏振或圆偏振),PMD 是如何影响 FOPA 增益与信号偏振态无关这一特性的。正如前面指出的,由于 PMD 效应,不同频率的光波将以不同的速率改变其偏振态。这种频率相关性导致的一个结果是,两泵浦波不再保持正交偏振,因此将产生在一定程度上与信号偏振态有关的增益。确实,已经在双泵浦 FOPA 中观察到这种行为[67]。对于 $D_p = 0.1\ \mathrm{ps}/\sqrt{\mathrm{km}}$的特定值,图 10.20(b)给出了信号波在三种不同偏振态下的平均增益谱。两泵浦波以正交的线偏振态入射,信号波也是线偏振的,其偏振方向以 0°、45°和 90°相对波长较短的泵浦波倾斜。不考虑 PMD 时的预期增益谱用点线示出。

图 10.20(b)的特征非常明显。第一,在信号波长接近泵浦波长的地方,当信号偏振态改变时,增益的变化能够达到 12 dB;中央区域的变化小得多。造成这种行为的原因可以理解为,若信号波长接近泵浦波长,则其相对取向沿光纤不会有太大变化,结果信号得到最大增益或最小增益,这取决于最初信号波与那个泵浦波是平行偏振的还是垂直偏振的。第二,与没有双折射的各向同性光纤的情形相比,PMD 效应使增益大大加强。原因可以由图 10.19 理解,即当两泵浦波正交偏振时,FWM 效率最低;然而,由于 PMD 效应,两泵浦波的偏振态沿光纤不再保持为正交状态,甚至偶尔还会变为平行偏振,这将导致所有信号波长处的增益变高。

对于用相对短(约为 100 m)的低 PMD 光纤设计的 FOPA,若两泵浦波长间隔小于 50 nm,则 PMD 效应就可以忽略。在这种条件下,若 $D_p < 0.1\ \mathrm{ps}/\sqrt{\mathrm{km}}$,扩散长度 L_{diff}超过 1 km,则在整个 FOPA 长度上,所有波的偏振态都能保持其相对取向不变,即使它们由于随机双折射变化而在邦加球上以随机方式旋转,这样的旋转会将非线性参量 γ 的有效值减小到原来的 8/9。这一特征大大简化了 FWM 的矢量处理,因为从实质上讲,该问题已经变为一个确定问题[110]。一个简单方法是,从关于总场的平均 NLS 方程(称为 Manakov 方程)出发,并利用方程(6.6.14),得到以下关于琼斯矢量的一组 4 个确定方程:

$$\frac{\mathrm{d}|A_1\rangle}{\mathrm{d}z} = \frac{8i\gamma}{9}\Big(\langle A_1|A_1\rangle + \langle A_2|A_2\rangle + |A_2\rangle\langle A_2|\Big)|A_1\rangle \tag{10.5.23}$$

$$\frac{\mathrm{d}|A_2\rangle}{\mathrm{d}z} = \frac{8i\gamma}{9}\Big(\langle A_1|A_1\rangle + \langle A_2|A_2\rangle + |A_1\rangle\langle A_1|\Big)|A_2\rangle \tag{10.5.24}$$



$$\frac{\mathrm{d}|A_3\rangle}{\mathrm{d}z} = \frac{8i\gamma}{9}\left(\sum_{j=1}^{2}(\langle A_j|A_j\rangle + |A_j\rangle\langle A_j|)\right)|A_3\rangle + \frac{8i\gamma}{9}\left(|A_2\rangle\langle A_1^*| + |A_1\rangle\langle A_2^*|\right)|A_4^*\rangle \mathrm{e}^{-i\Delta kz} \tag{10.5.25}$$

$$\frac{\mathrm{d}|A_4\rangle}{\mathrm{d}z} = \frac{8i\gamma}{9}\left(\sum_{j=1}^{2}(\langle A_j|A_j\rangle + |A_j\rangle\langle A_j|)\right)|A_4\rangle + \frac{8i\gamma}{9}\left(|A_2\rangle\langle A_1^*| + |A_1\rangle\langle A_2^*|\right)|A_3^*\rangle \mathrm{e}^{-i\Delta kz} \tag{10.5.26}$$

式中,4个琼斯矢量分别与两泵浦波、信号波和闲频波有关。

若假设无泵浦消耗,则两个泵浦波方程能够解析求解。采用与式(10.2.12)类似的变换,引入两个新的琼斯矢量$|B_3\rangle$和$|B_4\rangle$,则余下两个方程中的SPM和XPM项可以消去。这两个新琼斯矢量满足

$$\frac{\mathrm{d}|B_3\rangle}{\mathrm{d}z} = \frac{8i\gamma}{9}\left(|A_2\rangle\langle A_1^*| + |A_1\rangle\langle A_2^*|\right)|B_4^*\rangle \mathrm{e}^{-i\kappa z} \tag{10.5.27}$$

$$\frac{\mathrm{d}|B_4^*\rangle}{\mathrm{d}z} = -\frac{8i\gamma}{9}\left(|A_2\rangle\langle A_1^*| + |A_1\rangle\langle A_2^*|\right)|B_3\rangle \mathrm{e}^{i\kappa z} \tag{10.5.28}$$

这两个方程将方程(10.2.13)和方程(10.2.14)推广到矢量情形。对于任意偏振态的两泵浦波和信号波,因为其相对取向沿光纤不发生变化,可以对以上两个方程求解。对于双泵浦FOPA,信号波放大倍数为

$$G_s = \tfrac{1}{2}[(G_+ + G_-) + (G_+ - G_-)\cos(\theta_s)] \tag{10.5.29}$$

式中,θ_s是信号波的斯托克斯矢量和矢量$\hat{p}_1 + \hat{p}_2$(邦加球上)之间的输入角,这里$\hat{p}_1$和$\hat{p}_2$是两个泵浦波的输入斯托克斯矢量。两个增益分别定义为

$$G_\pm = |\cosh(g_\pm L) + (i\kappa/2g_\pm)\sinh(g_\pm L)|^2 \tag{10.5.30}$$

$$g_\pm^2 = (8\gamma/9)^2 P_1 P_2[1 \pm \cos(\theta_p/2)]^2 - (\kappa/2)^2 \tag{10.5.31}$$

式中,θ_p是$\hat{p}_1$和$\hat{p}_2$之间的输入角。

对于两泵浦波的任意输入偏振态,式(10.5.29)给出了双泵浦FOPA的放大倍数。令$\kappa=0$,考虑严格相位匹配的情形。当两泵浦波同偏振时($\theta_p=0$),有$g_-=0$,$G_-=1$,而$G_+=\cosh^2(g_+L)$。由式(10.5.29)可以得出,G_s因信号波偏振态的不同而在1到G_+的范围内变化;当信号波与两泵浦波正交偏振时,G_s达到最小值1。通过入射正交偏振的两泵浦波($\theta_p=\pi$),可以避免这种信号增益对偏振态的依赖关系。在这种情形下,有$G_+=G_-$,G_s变得与θ_s无关,也就是说,它不因信号偏振态的改变而变化。当然,因为g_+值减小到$\theta_p=0$时的一半,所以这种情形下G_s将显著减小。例如,如果当所有波同偏振时信号放大40 dB,则当两泵浦波正交偏振时信号仅放大20 dB。

10.6　FWM的应用

光纤中的FWM是有利的还是有害的,取决于其具体应用在哪个方面。在WDM系统中,FWM能感应信道间的串扰,从而限制了WDM系统的性能。实际情况下可以采用色散管理方案来避免FWM感应串扰。在这种方案中,每个光纤段的色散足够大,因此在整个链路长度上不满足FWM过程需要的相位匹配条件[53]。同时,FWM还有许多应用[111],如前面提到过的信号放

大、相位共轭和波长变换等。除了这些应用以外,FWM 还能用于光学取样、信道解复用、脉冲产生和高速光交换等领域[66],而且还能通过压缩态来降低量子噪声,以及产生量子相关的光子对。本节将重点讨论这几种应用。

10.6.1 参量振荡器

也许,参量增益的最简单应用是用它制造激光器,即把光纤置于光学谐振腔内,并用适当的泵浦波泵浦。由于没有信号输入,信号波和闲频波最初是通过自发调制不稳定性(或四波混频)从噪声中产生的,频率由相位匹配条件决定。这两个波随后通过四波混频过程被放大,结果激光器同时发射信号波和闲频波,其频率对称地位于泵浦频率的对边。这种激光器称为参量振荡器(parametric oscillator),有时也用四光子激光器这个名称。在光纤中 FWM 实现不久,就用于制造参量振荡器。早在 1980 年,利用 1.06 μm 波长泵浦的参量振荡器就实现了 25%的转换效率[112]。在 1987 年的一个实验中[113],利用锁模 Q 开关 Nd:YAG 激光器产生的 100 ps 脉冲泵浦参量振荡器,得到了波长为 1.15 μm 且脉宽约为 65 ps 的激光输出。通过调节腔长,使每个激光脉冲经过一次往返后与下一个泵浦脉冲重合,从而实现了同步泵浦。

通过在反常色散区泵浦光纤,已制造出一种称为调制不稳定性激光器的新型参量振荡器。正如在 10.3.2 节中看到的,调制不稳定性可以用通过 SPM 实现相位匹配的 FWM 过程来解释。调制不稳定性激光器最早出现在 1988 年[114],它是用运转在 1.5 μm 波长的锁模色心激光器(脉宽约为 10 ps)同步泵浦光纤环形腔(长约为 100 m)实现的。当腔长为 250 m 时,激光器在 13.5 W的峰值功率下达到阈值,产生的信号波和闲频波的频移约为 2 THz,与 5.1 节的理论值一致。利用矢量调制不稳定性(见 6.4 节),有可能使参量振荡器运转在可见光区[115]。

调制不稳定性激光器将连续泵浦波转变成一个短脉冲序列(而不是产生可调谐的连续信号),从这个意义上讲,调制不稳定性激光器与传统参量振荡器不同。1999 年,用连续激光器(DFB 光纤激光器)泵浦 115 m 长的环形腔,实现了这一目标。实验中,为抑制 SBS 过程,对泵浦波的相位进行了调制。激光器在泵浦功率约 80 mW 时达到阈值;当泵浦功率超过阈值时,激光器发射重复频率为 58 GHz 的脉冲序列[116],其频谱表现出间隔为 58 GHz 的多峰结构,这是通过级联 FWM 过程产生的。

在 1999 年的一个实验中,实现了调谐范围超过 40 nm 且中心位于泵浦波长处(1539 nm)的参量振荡器[117]。该激光器采用非线性萨格纳克干涉仪(环长 105 m)作为光纤参量放大器,用运转在 1539 nm 的色心激光器产生的 7.7 ps 锁模脉冲泵浦。这种干涉仪结构可以将泵浦波从信号波和闲频波中分离出来,同时将信号波和闲频波放大。实际上,它起到带有内增益的 F-P 腔的一个腔镜的作用,腔的另一端的光栅将闲频波和信号波分开,这样 F-P 腔仅对信号波是谐振的。光栅还可以用来调谐激光波长。在重复频率为 100 MHz 的脉冲泵浦下,激光器可以发射 1.7 ps 的脉冲。

2001 年以后,在制造参量振荡器时普遍采用高非线性光纤[118~124]。这种器件能以窄线宽连续运转;或用合适的泵浦光源泵浦,迫使它们发射短脉冲序列[123]。FWM 的使用对实现能够发射飞秒脉冲且在宽波长范围内可调的光纤参量振荡器是必不可少的。2005 年,利用图 10.21 所示的含有 65 cm 长光子晶体光纤的环形腔,实现了 200 nm 以上的调谐范围[124],12.2.1 节将更详细地介绍这种激光器。这类激光器的一个附加优点是,它们能发射两个不同波长的光子(信号光子和闲频光子)。从量子意义上讲,这两个波长不同的光子是相关的。正如后面将要讨论的,这种量子相关对几个应用很重要。

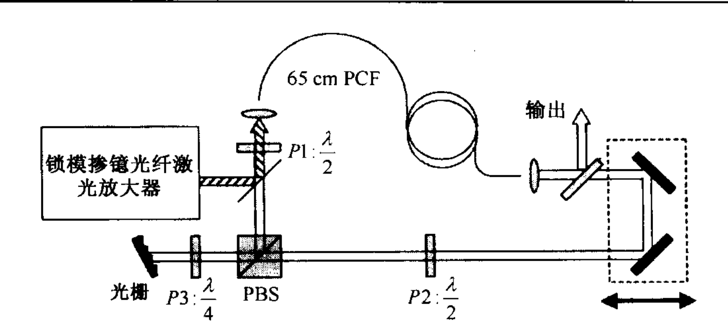


图 10.21 调谐范围超过 200 nm 的环形腔参量振荡器的示意图,PCF 和 PBS 分别表示光子晶体光纤和偏振分束器,$P1$,$P2$和$P3$代表三个消色差波片[124]

10.6.2 超快信号处理

光纤中 FWM 过程的超快特性源于光纤非线性的电本性,结果输入信号或泵浦功率的迅速变化几乎同时转移给 FOPA 输出。正是这一特性,使 FOPA 变成一个能对皮秒时间尺度响应的信号处理器件;而且,所有 FOPA 都产生一个或多个闲频波,闲频波复制了输入信号,只是波长不同而已。从实用的角度讲,这些闲频波代表信号的副本(除了相位反转外),因此可以作为波长变换信号。

当 FOPA 作为光通信系统中的波长变换器时,将一个或两个连续泵浦波和信号一起入射,就能在所希望的波长处产生闲频波[125]。由于仅当泵浦波和信号同时出现时,才能通过 FWM 产生闲频波,因此闲频波以与信号相同的由"1"、"0"比特构成的脉冲序列的形式出现。从效果上看,FWM 以完美的保真度将信号数据转移到闲频波上,它甚至能通过降低噪声水平来改善信号质量[126~128],其中原因和 FOPA 的非线性功率转移特性有关。图 10.22 给出了当信号输入功率在 30 dB 范围内变化时,在 FOPA 输出端测量到的功率[128]。其中(a)和(b)分别是输入信号和输出信号的时域波形,(c)和(d)是两个闲频波的时域波形。无论是对于"1"比特还是"0"比特,闲频波(d)都表现出更小的噪声,因此能够作为再生信号。显然,FWM 可以用于 WDM 系统中信号的全光再生。

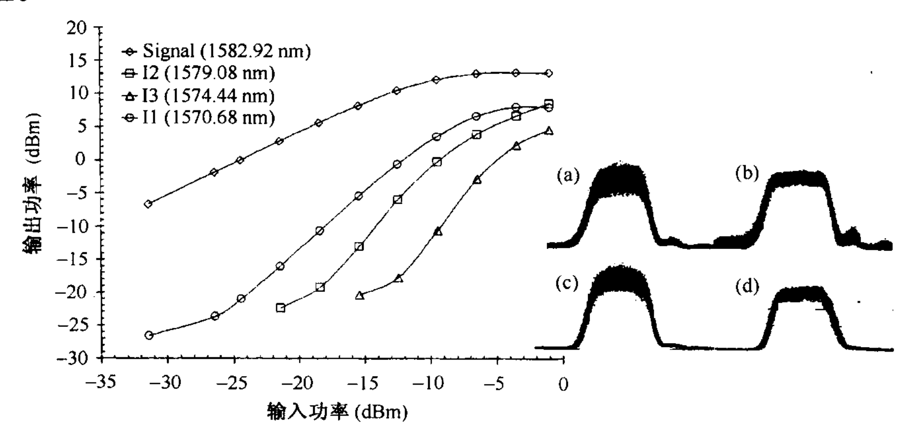


图 10.22 对双泵浦 FOPA,测量到的信号和三个闲频波的输出功率,输入信号(a)和输出信号(b),以及两闲频波(c)和(d)的时域形状也在图中给出[128]

FWM 的另一个相关应用是对时分复用(time-division-multiplexed, TDM)信号解复用[129]。在 TDM 信号中,不同信道的比特打包在一起,如果时域中有 N 个信道参与复用,这样属于特定信

道的比特就会被 N 个比特分开。如果泵浦波是重复频率等于单信道比特率的光脉冲序列形式(也称光时钟),则可以对某一特定信道解复用。从物理意义上讲,仅当泵浦波和信号在时域中交叠时,才能产生闲频波,于是闲频波就复制了这一信道的比特图样。FWM 用于 TDM 信号解复用最早出现在 1991 年[130]。在 1996 年的一个实验中[131],用 1 ps 宽的时钟脉冲对 500 Gbps 的 TDM 信号解复用,实现了每个信道 10 Gbps 的比特率。采用这一方案还可以放大同一光纤内解复用后的信道[132]。同样的方案还能用于信号脉冲的全光取样[133],其基本思想是,采用比信号脉冲短的泵浦脉冲,使闲频脉冲在泵浦脉冲的时间窗口提供信号脉冲的取样。2005 年,利用 FWM 技术实现了 60 nm 带宽上亚皮秒时间分辨率的全光取样[134]。

FWM 的一个有趣应用是通过泵浦调制将连续信号转变为一个高速脉冲序列[66]。在泵浦波入射到产生四波混频的光纤中之前,以所希望的频率对其进行正弦调制。由于信号增益对泵浦功率的指数依赖关系,信号主要在每个调制周期的中心部分被放大,并形成脉冲序列。2005 年,用这种方法产生的 40 GHz 短脉冲序列(宽约为 2 ps)被用于 160 Gbps 的信息传输[135]。

FWM 的另一个重要特性是,FOPA 能作为光门使用,其开通时间由泵浦脉冲控制。这个特性已经用于比特率为 40 Gbps 的光开关[136],其基本思想与时域解复用类似。在双泵浦 FOPA 中,其中一个泵浦波为连续光,另一个泵浦波仅在光门打开的时间间隙内开启。由于闲频波在两泵浦波和信号交叠时才产生,因此它含有信号的时间片,其宽度受第二个泵浦波控制。FOPA 输出端的所有闲频波(及信号)都包含这些时间片,因此可以用单个泵浦在多个波长多点传送所选择的信号信息。在 2005 年的一个实验中,利用此方法从 40 Gbps 信号中选择单个比特或比特包(包交换)[136]。

10.6.3 量子噪声和相关

四波混频过程中信号光子和闲频光子的同时产生,说明每个光子对在量子意义上是相关的。人们已经发现,这一相关性有很多应用,其中包括通过一种所谓的"压缩态"现象来减小量子噪声[137~139]。压缩态是指在某些频率范围内噪声起伏减小到量子噪声以下的电磁场的特殊形态,光纤中压缩态的精确描述需要用量子力学的方法,用湮灭算符代替信号波和闲频波的振幅 B_3 和 B_4。

从物理学的角度看,压缩态可以理解为信号波和闲频波对其相对相位的某些值的衰减[62]。信号波和闲频波频率处的自发辐射产生具有随机相位的光子,根据它们之间的相对相位,四波混频将增加或减少特定的信号-闲频光子对数。相敏(自差或外差)探测方案表明,由于四波混频的结果,当本机振荡器的相位调整到与信号-闲频光子对的相对相位匹配,从而使特定的信号-闲频光子对数目减少时,噪声就会降至量子噪声水平以下。

在光纤中观察压缩态,由于诸如自发布里渊散射、受激布里渊散射等非线性过程的竞争而受到干扰。一个特别重要的噪声过程是导向声波引起的布里渊散射[140]。若由此现象产生的噪声超过了由四波混频期望的噪声下降,则不会产生压缩态。已有几种方法可以降低这一噪声源的影响[139],其中一个简单的方法是将光纤浸在液氦中。确实,在 1986 年的一个实验中[141],波长为 647 nm 的泵浦波通过 114 m 长的光纤后,观察到量子噪声水平下降了 12.5% 的压缩态。在此实验中,通过以比布里渊增益带宽大得多的频率调制泵浦波来抑制受激布里渊散射。图 10.23 给出了当本机振荡器的相位调整到有最小噪声时观察到的频谱,图中两个较大的峰是由导向声波引起的,压缩态出现在 45 MHz 和 55 MHz 附近的频谱带内。20 世纪 90 年代,还实现了其他几种类型的压缩态,尽管它们并不总是采用 FWM 这一非线性过程[139]。

近年来,人们将更多的注意力集中到能发射表现出量子相关性的光子对的光源上,因为这

种光子对能用在与量子通信、量子密匙和量子计算等有关的一些应用中[142~152]。发生在光纤中的 FWM 过程提供了在单个空间模式内产生相关光子对的一种简单方法。尽管可以采用弱信号和强泵浦波一同入射进光纤的单泵浦 FOPA 结构,但更加实用的是单独入射泵浦波,利用自发 FWM 过程从量子噪声中产生相关信号和光子。在这两种情形中,相关光子以满足 FWM 条件 $\omega_3+\omega_4=2\omega_1$ 的不同频率发射,其中 ω_1 为泵浦频率。如果希望有一个能以相同频率发射相关光子对的源,则可以采用双泵浦结构,利用非简并 FWM 过程产生满足式(10.1.7)的信号光子和闲频光子。当将中心频率位于两泵浦频率中间的光学滤波器置于光纤输出端时,相关光子就会有相同的频率 $\omega_3=\omega_4=\frac{1}{2}(\omega_1+\omega_2)$。

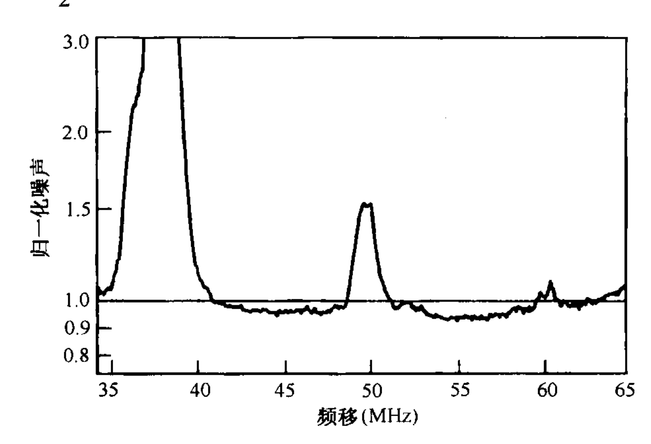


图 10.23 最小噪声检波条件下的噪声谱,水平线表示量子噪声水平,45 MHz 和 55 MHz附近噪声的降低是因为光纤中发生的四波混频引起噪声压缩[141]

在几个实验中观察到,相关光子对源的质量会因为伴随自发 FWM 过程的不可避免的自发喇曼散射而严重劣化,而且在实际中不能消除[144~150]。在单泵浦结构中,如果泵浦-信号失谐量相对较小(小于 1 THz),则喇曼散射相对较弱。然而,这一方法将光子对的可用带宽限制在泵浦波长附近。在另一种替代方法中,信号和闲频光子相对泵浦频率位移,使它们落在频移约为 13 THz 的主喇曼峰以外。确实,通过适当地匹配 FWM 过程,实现了 30 THz 的频移[149]。然而,自发喇曼散射仍是一个限制因素,因为通过级联喇曼散射过程,相对泵浦频率位移 13.2 THz 的一级斯托克斯线可以作为泵浦波,产生频移为 26.4 THz 的二级斯托克斯线,依次类推。

在 2005 年的一个实验中[147],用 1047 nm 波长的 Q 开关脉冲泵浦几米长的高非线性光纤。由于泵浦脉冲在光纤正常色散区传输,因此对于远离泵浦波长的信号和闲频光子,FWM 条件是能够满足的。图 10.24 给出了在光纤输出端观察到的通过 FWM 产生的频谱,它表现为多峰结构,其中分别位于 834 nm 和 1404 nm 处的信号和闲频波峰对应实验中的相关光子对。这种光子对源的质量受位于 1400 nm 附近的五级喇曼

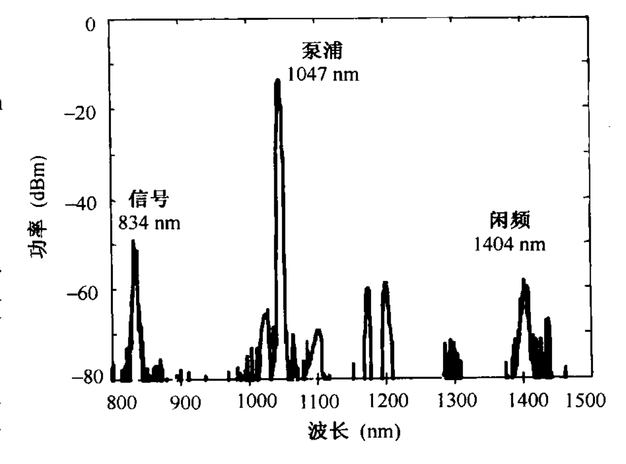


图 10.24 用 Q 开关脉冲在 1047 nm 处泵浦高非线性光纤时观察到的输出频谱[147]

散射峰的影响。尽管这很复杂,但利用光纤中的 FWM 已经用于制造能发射高亮度相关光子对的单模光源[150]。

习题

10.1 利用式(10.1.1)至式(10.1.3),给出类似于式(10.1.4)中的 P_4 的 P_3 的表达式。

10.2 考虑用一束连续泵浦波产生信号波和闲频波的 FWM 过程,从式(10.1.1)出发,推导与方程(10.2.1)至方程(10.2.4)类似的描述此 FWM 过程的三个非线性方程。

10.3 假定无泵浦消耗,解上题得到的方程组。求出信号波和闲频波的参量增益与泵浦功率和相位失配 Δk 的函数关系。

10.4 试说明自相位调制是如何满足单模光纤中的 FWM 所需的相位匹配条件的。当泵浦和信号波长分别为 1.50 μm 和 1.51 μm 时,泵浦功率应为多大? 假定 $\gamma = 5\ \mathrm{W^{-1}/km}$, $\beta_2 = -20\ \mathrm{ps^2/km}$。

10.5 当 1.5 μm 泵浦光以与双折射光纤的慢轴成 40°角的偏振方向入射时,可以观察到四波混频现象,那么通过 FWM 产生的频谱边带的波长是多少? 偏振方向如何?

10.6 从方程(10.2.13)和方程(10.2.14)出发,推导对于长为 L 的单泵浦 FOPA,信号和闲频波功率的表达式。假定最初没有闲频波注入。

10.7 试说明如何设计双泵浦 FOPA,使之能在宽带宽上提供近似均匀的增益。

10.8 如何将 FWM 用于 WDM 系统的波长变换? 推导双泵浦 FOPA 的波长变换效率的表达式。

10.9 将式(10.5.2)代入式(10.1.1)中,推导式(10.5.3)和式(10.5.4)。

10.10 利用方程(10.5.3)至方程(10.5.5),推导方程(10.5.6)至方程(10.5.9)。

10.11 利用方程(10.5.11)和方程(10.5.12)证明,当两泵浦波正交偏振时,FWM 过程与信号波的偏振态无关。当泵浦波线偏振时,确认对信号增益有贡献的项。

10.12 证明方程(10.5.14)和方程(10.5.15)的解由式(10.5.16)给出,其中 $g(\theta)$ 由式(10.5.17)给定。

10.13 说明由方程(10.5.27)和方程(10.5.28),可以推导出由式(10.5.29)给出的信号增益 G_s 的表达式。

参考文献

[1] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, *Phys. Rev.* **127**, 1918 (1962).
[2] Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics* (Wiley, New York, 1984).
[3] M. Schubert and B. Wilhelmi, *Nonlinear Optics and Quantum Electronics* (Wiley, New York, 1986).
[4] P. N. Butcher and D. Cotter, *Elements of Nonlinear Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1990).
[5] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 2nd ed. (Academic Press, San Diego, CA, 2003).
[6] R. H. Stolen, J. E. Bjorkholm, and A. Ashkin, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 308 (1974).
[7] R. H. Stolen, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-11**, 100 (1975).
[8] K. O. Hill, D. C. Johnson, B. S. Kawasaki, and R.I. MacDonald, *J. Appl. Phys.* **49**, 5098 (1978).
[9] A. Säisy, J. Botineau, A. A. Azéma and F. Gires, *Appl. Opt.* **19**, 1639 (1980).
[10] K. O. Hill, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, *Appl. Opt.* **20**, 1075 (1981).
[11] C. Lin and M. A. Bösch, *Appl. Phys. Lett.* **38**, 479 (1981).
[12] R. H. Stolen and J. E. Bjorkholm, *IEEE J. Quantum Electron.* **18**, 1062 (1982).
[13] C. Lin, *J. Opt. Commun.* **4**, 2 (1983).
[14] K. Washio, K. Inoue, and S. Kishida, *Electron. Lett.* **16**, 658 (1980).
[15] C. Lin, W. A. Reed, A. D. Pearson, and H. T. Shang, *Opt. Lett.* **6**, 493 (1981).
[16] C. Lin, W. A. Reed, A. D. Pearson, H. T. Shang, and P. F. Glodis, *Electron. Lett.* **18**, 87 (1982).
[17] R. H. Stolen, M. A. Bösch, and C. Lin, *Opt. Lett.* **6**, 213 (1981).

[18] K. Kitayama, S. Seikai, and N. Uchida, *Appl. Phys. Lett.* **41**, 322 (1982).
[19] K. Kitayama and M. Ohashi, *Appl. Phys. Lett.* **41**, 619 (1982).
[20] R. K. Jain and K. Stenersen, *Appl. Phys. B* **35**, 49 (1984).
[21] K. Stenersen and R. K. Jain, *Opt. Commun.* **51**, 121 (1984).
[22] M. Ohashi, K. Kitayama, N. Shibata, and S. Seikai, *Opt. Lett.* **10**, 77 (1985).
[23] N. Shibata, M. Ohashi, K. Kitayama, and S. Seikai, *Opt. Lett.* **10**, 154 (1985).
[24] H. G. Park, J. D. Park, and S. S. Lee, *Appl. Opt.* **26**, 2974 (1987).
[25] N. Shibata, R. P. Braun, and R. G. Waarts, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 1205 (1987).
[26] P. L. Baldeck and R. R. Alfano, *J. Lightwave Technol.* **5**, 1712 (1987).
[27] Y. Chen and A. W. Snyder, *Opt. Lett.* **14**, 87 (1989).
[28] J. K. Chee and J. M. Liu, *Opt. Lett.* **14**, 820 (1989); *IEEE J. Quantum Electron.* **26**, 541 (1990).
[29] Y. Chen, *J. Opt. Soc. Am. B* **7** , 43 (1990).
[30] E. A. Golovchenko, P. V. Mamyshev, A. N. Pilipetskii, and E. M. Dianov, *IEEE J. Quantum Electron.* **26**, 1815 (1990); *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 1626 (1991).
[31] P. N. Morgon and J. M. Liu, *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 1011 (1991).
[32] G. Cappellini and S. Trillo, *Phys. Rev. A* **44**, 7509 (1991).
[33] S. Trillo and S. Wabnitz, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 1061 (1992).
[34] E. A. Golovchenko and A. N. Pilipetskii, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 92 (1994).
[35] P. Tchofo Dinda, G. Millot, and P. Louis, *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 1730 (2000).
[36] G. Millot, P. Tchofo Dinda, E. Seve, and S. Wabnitz, *Opt. Fiber Technol.* **7**, 170 (2001).
[37] Y. Inoue, *J. Phys. Soc. Jp.* **39**, 1092 (1975).
[38] D. J. Kaup, A. Reiman, and A. Bers, *Rev. Mod. Phys.* **51**, 275 (1979).
[39] L. M. Kovachek and V. N. Serkin, *Sov. J. Quantum Electron.* **19**, 1211 (1989).
[40] C. J. McKinstrie, G. G. Luther, and S. H. Batha, *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 340 (1990).
[41] A. A. Zobolotskii, *Sov. Phys. JETP* **70**, 71 (1990).
[42] D. Liu and H. G. Winful, *Opt. Lett.* **16**, 67 (1991).
[43] I. M. Uzunov, *Opt. Quantum Electron.* **24**, 1491 (1992).
[44] S. Wabnitz and J. M. Soto-Crespo, *Opt. Lett.* **23**, 265 (1998).
[45] J. Botineau and R. H. Stolen, *J. Opt. Soc. Am.* **72**, 1592 (1982).
[46] K. Inoue, K. Nakanishi, K. Oda, and H. Toba, *J. Lightwave Technol.* **12**, 423 (1994).
[47] F. Forghieri, R. W. Tkach, and A. R. Chraplyvy, *J. Lightwave Technol.* **15**, 889 (1995).
[48] W. Zeiler, F. Di Pasquale, P. Bayvel, and J. E. Midwinter, *J. Lightwave Technol.* **17**, 1933 (1996).
[49] M. Nakajima, M. Ohashi, K. Shiraki, T. Horiguchi, K. Kurokawa, and Y. Miyajima, *J. Lightwave Technol.* **17**, 1814 (1999).
[50] M. Eiselt, *J. Lightwave Technol.* **17**, 2261 (1999).
[51] K.-D. Chang, G.-C. Yang, and W. C. Kwong, *J. Lightwave Technol.* **18**, 2113 (2000).
[52] S. Betti, M. Giaconi, and M. Nardini, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 1079 (2003).
[53] G. P. Agrawal, *Lightwave Technology: Telecommunication Systems*, (Wiley, Hoboken, NJ, 2005).
[54] Z. Su, X. Zhu, and W. Sibbett, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1053 (1993).
[55] M. Yu, C. J. McKinstrie, and G. P. Agrawal, *Phys. Rev. E* **52**, 1072 (1995).
[56] F. Biancalana, D. V. Skryabin, and P. St. J. Russell, *Phys. Rev. E* **68**, 046003 (2003).
[57] J. D. Harvey, R. Leonhardt, S. Coen, G. K. L. Wong, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **28**, 2225 (2003).
[58] W. J. Wadsworth, N. Joly, J. C. Knight, T. A. Birks, F. Biancalana, and P. St. J. Russell, *Opt. Express* **12**, 299 (2004).
[59] G. K. L. Wong, A. Y. H. Chen, S. G. Murdoch, R. Leonhardt, and J. D. Harvey, N. Y. Joly, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 2505 (2005).
[60] M. Ohashi, K. Kitayama, Y. Ishida, and N. Uchida, *Appl. Phys. Lett.* **41**, 1111 (1982).
[61] J. P. Pocholle, J. Raffy, M. Papuchon, and E. Desurvire, *Opt. Eng.* **24**, 600 (1985).

[62] I. Bar-Joseph, A. A. Friesem, R. G. Waarts, and H. H. Yaffe, *Opt. Lett.* **11**, 534 (1986).
[63] M. E. Marhic, N. Kagi, T. K. Chiang, and L. G. Kazovsky, *Opt. Lett.* **21**, 573 (1996).
[64] G. A. Nowak, Y. Hao, T. J. Xia, M. N. Islam, and D. Nolan, *Opt. Lett.* **23**, 936 (1998).
[65] M. E. Marhic, F. S. Yang, M. C. Ho, and L. G. Kazovsky, *J. Lightwave Technol.* **17**, 210 (1999).
[66] J. Hansryd, P. A. Andrekson, M. Westlund, J. Li, and P. O. Hedekvist, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **8**, 506 (2002).
[67] S. Radic and C. J. McKinstrie, *Opt. Fiber Technol.* **9**, 7 (2003).
[68] F. Yaman, Q. Lin, and G. P. Agrawal, in *Guided-Wave Optical Components and Devices*, B. P. Pal, Ed. (Academic Press, Boston, 2005), Chap. 7.
[69] S. Watanabe and M. Shirasaki, *J. Lightwave Technol.* **14**, 243 (1996).
[70] M. Ho, K. Uesaka, M. Marhic, Y. Akasaka and L. G. Kazovsky, *J. Lightwave Technol.* **19**, 977 (2001).
[71] K. Inoue, *Opt. Lett.* **19**, 1189 (1994).
[72] J. Hansryd and P. A. Andrekson, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 194 (2001).
[73] T. Torounidis, H. Sunnerud, P. O. Hedekvist, and P. A. Andrekson, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 1061 (2003).
[74] M. N. Islam and Ö. Boyraz, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **8**, 527 (2002).
[75] M. Westlund, J. Hansryd, P. A. Andrekson, and S. N. Knudsen, *Electron. Lett.* **38**, 85 (2002).
[76] X. Zhang and B. F. Jorgensen, *Opt. Fiber Technol.* **3**, 28 (1997).
[77] P. O. Hedekvist and P. A. Andrekson, *J. Lightwave Technol.* **17**, 74 (1999).
[78] P. Kylemark, P. O. Hedekvist, H. Sunnerud, M. Karlsson and, P. A. Andrekson, *J. Lightwave Technol.* **22**, 409 (2004).
[79] A. Durécu-Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, A. Mussot, T. Sylvestre, E. Lantz, and H. Maillotte, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 1178 (2005).
[80] J. L. Blows and S. E. French, *Opt. Lett.* **27**, 491 (2002).
[81] P. L. Voss, R. Tang, and P. Kumar, *Opt. Lett.* **28**, 549 (2003).
[82] K. K. Y. Wong, K. Shimizu, M. E. Marhic, K. Uesaka, G. Kalogerakis, and L. G. Kazovsky, *Opt. Lett.* **28**, 692 (2003).
[83] R. Tang, P. L. Voss, J. Lasri, P. Devgan, and P. Kumar P, *Opt. Lett.* **29**, 2372 (2004).
[84] A. Mussot, A. Durécu-Legrand, E. Lantz, C. Simonneau, D. Bayart, H. Maillotte and T. Sylvestre, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 1289 (2004).
[85] F. Yaman, Q. Lin, S. Radic, and G. P. Agrawal, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 2053 (2005).
[86] L. Provino, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre, and H. Maillotte, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 1532 (2003).
[87] R. M. Jopson and R. E. Tench, *Electron. Lett.* **29**, 2216 (1993).
[88] K. Inoue, *J. Lightwave Technol.* **12**, 1916 (1994).
[89] M. E. Marhic, Y. Park, F. S. Yang, and L. G. Kazovsky, *Opt. Lett.* **21**, 1354 (1996).
[90] C. J. McKinstrie, S. Radic and A. R. Chraplyvy, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **8**, 538 (2002); C. J. McKinstrie and S. Radic, *Opt. Lett.* **27**, 1138 (2002).
[91] K. K. Y. Wong, M. E. Marhic, K. Uesaka, and L. G. Kazovsky, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 911 (2002).
[92] S. Radic, C. J. McKinstrie, A. R. Chraplyvy, G. Raybon, J. C. Centanni, C. G. Jorgensen, K. Brar, and C. Headley, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 1406 (2002).
[93] S. Radic, C. J. McKinstrie, R. M. Jopson, J. C. Centanni, Q. Lin, and G. P. Agrawal, *Electron. Lett.* **39**, 838 (2003).
[94] M. Ho, M. E. Marhic, K. Y. K. Wong, and L. G. Kazovsky, *J. Lightwave Technol.* **20**, 469 (2002).
[95] T. Tanemura and K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 1573 (2003).
[96] S. Radic, C. J. McKinstrie, R. M. Jopson, J. C. Centanni, A. R. Chraplyvy, C. G. Jorgensen, K. Brar, and C. Headley, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 673 (2003).
[97] F. Yaman, Q. Lin, G. P. Agrawal, and S. Radic, *Opt. Lett.* **30**, 1048 (2005).
[98] M. Karlsson, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 2269 (1998).
[99] F. Yaman, Q. Lin, S. Radic, and G. P. Agrawal, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 1292 (2004).
[100] A. Vatarescu, *J. Lightwave Technol.* **5**, 1652 (1987).
[101] T. Hasegawa, K. Inoue, and K. Oda, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 947 (1993).

[102] K. K. Y. Wong, M. E. Marhic, K. Uesaka, and L. G. Kazovsky, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 1506 (2002).
[103] M. E. Marhic, K. K. Y. Wong, and L. G. Kazovsky, *Electron. Lett.* **39**, 350 (2003).
[104] Q. Lin and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 1216 (2004).
[105] L. Mandel and E. Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge University Press, New York, 1995), Chap. 10.
[106] P. O. Hedekvist, M. Karlsson, and P. A. Andrekson, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 776 (1996).
[107] F. Yaman, Q. Lin, and G. P. Agrawal, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 431 (2004).
[108] Q. Lin and G. P. Agrawal, *Opt. Lett.* **29**, 1114 (2004).
[109] P. K. A. Wai and C. R. Menyuk, *J. Lightwave Technol.* **14**, 148 (1996).
[110] C. J. McKinstrie, H. Kogelnik, R. M. Jopson, S. Radic, and A. V. Kannev, *Opt. Express* **12**, 2033 (2004).
[111] G. P. Agrawal, *Lightwave Technology: Components and Devices*, (Wiley, Hoboken, NJ, 2004).
[112] K. O. Hill, B. S. Kawasaki, Y. Fujii, and D. C. Johnson, *Appl. Phys. Lett.* **36**, 888 (1980).
[113] W. Margulis and U. Österberg, *Opt. Lett.* **12**, 519 (1987).
[114] M. Nakazawa, K. Suzuki, and H. A. Haus, *Phys. Rev. A* **38**, 5193 (1988).
[115] J. E. Rothenberg, *Electron. Lett.* **28**, 479 (1992); E. Leonhardt and J. D. Harvey, *IEEE J. Quantum Electron.* **30**, 1463 (1994).
[116] S. Coen, M. Haelterman, P. Emplit, L. Delage, L. M. Simohamed, and F. Reynaud, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 2283 (1998); *J. Opt. B* **1**, 36 (1999).
[117] D. K. Serkland and P. Kumar, *Opt. Lett.* **24**, 92 (1999).
[118] M. E. Marhic, K. K. Y. Wong, L. G. Kazovsky, and T. E. Tsai, *Opt. Lett.* **27**, 1439 (2002).
[119] J. E. Sharping, M. Fiorentino, P. Kumar, and R. S. Windeler, *Opt. Lett.* **27**, 1675 (2002).
[120] S. Saito, M. Kishi, and M. Tsuchiya, *Electron. Lett.* **39**, 86 (2003).
[121] J. Lasri, P. Devgan, R. Y. Tang, J. E. Sharping, and P. Kumar, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 1058 (2003).
[122] C. J. S. de Matos, J. R. Taylor, and K. P. Hansen, *Opt. Lett.* **29**, 983 (2004).
[123] P. S. Devgan, J. Lasri, R. Tang, V. S. Grigoryan, W. L. Kath, and P. Kumar, *Opt. Lett.* **30**, 528 (2005).
[124] Y. Deng, Q. Lin, F. Lu, G. P. Agrawal, and W. H. Knox, *Opt. Lett.* **30**, 1234 (2005).
[125] T. Tanemura, C. S. Goh, K. Kikuchi, and S. Y. Set, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 551 (2004).
[126] E. Ciaramella and S. Trillo, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 849 (2000).
[127] K. Inoue, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 338 (2001).
[128] S. Radic, C. J. McKinstrie, R. M. Jopson, J. C. Centanni, and A. R. Chraplyvy, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 957 (2003).
[129] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, 3rd ed. (Wiley, New York, 2002).
[130] P. A. Andrekson, N. A. Olsson, J. R. Simpson, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, and M. Haner, *Electron. Lett.* **27**, 922 (1991).
[131] T. Morioka, H. Takara, S. Kawanishi, T. Kitoh, and M. Saruwatari, *Electron. Lett.* **32**, 832 (1996).
[132] P. O. Hedekvist, M. Karlsson, and P. A. Andrekson, *J. Lightwave Technol.* **15**, 2051 (1997).
[133] P. A. Andrekson, *Electron. Lett.* **27**, 1440 (1991).
[134] M. Westlund, P. A. Andrekson, H. Sunnerud, J. Hansryd, and J. Li, *J. Lightwave Technol.* **23**, 2012 (2005).
[135] T. Torounidis, M. Westlund, H. Sunnerud, B. E. Olsson, and P. A. Andrekson, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 312 (2005).
[136] Q. Lin, R. Jiang, C. F. Marki, C. J. McKinstrie, R. Jopson, J. Ford, G. P. Agrawal, and S. Radic, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 2736 (2005).
[137] D. F. Walls and G. J. Milburn, *Quantum Optics* (Springer, New York, 1994).
[138] M. O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum Optics* (Cambridge University Press, New York, 1997).
[139] A. Sizmann and G. Leuchs, in *Progress in Optics*, Vol. 39, E. Wolf, Ed. (Elsevier, New York, 1999), Chap. 5.
[140] M. D. Levenson, R. M. Shelby, A. Aspect, M. Reid, and D. F. Walls, *Phys. Rev. A* **32**, 1550 (1985).
[141] R. M. Shelby, M. D. Levenson, S. H. Perlmutter, R. G. DeVoe, and D. F. Walls, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 691 (1986).
[142] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 145 (2002).
[143] L. J. Wang, C. K. Hong, and S. R. Friberg, *J. Optics B* **3**, 346 (2001).

[144] M. Fiorentino, P. L. Voss, J. E. Sharping, and P. Kumar, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 983 (2002).
[145] X. Li, J. Chen, P. Voss, J. Sharping, and P. Kumar, *Opt. Express* **12**, 3737 (2004).
[146] K. Inoue and K. Shimizu, *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**, 8048 (2004).
[147] J. G. Rarity, J. Fulconis, J. Duligall, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Express* **13**, 534 (2005).
[148] J. Fan, A. Dogariu, and L. J. Wang, *Opt. Lett.* **30**, 1530 (2005).
[149] J. Fan and A. Migdall, *Opt. Lett.* **30**, 3368 (2005).
[150] J. Fulconis, O. Alibart, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, and J. G. Rarity, *Opt. Express* **13**, 7572 (2005).
[151] H. Takesue and K. Inoue, *Opt. Express* **13**, 7832 (2005).
[152] Q. Lin, F. Yaman, and G. P. Agrawal, *Opt. Lett.* **31**, 1286 (2006).

第 11 章　高非线性光纤

正如本书前面的章节所述,光纤中发生的 3 种主要的非线性效应,即自相位调制、交叉相位调制和四波混频,由式(2.3.29)定义的非线性参量 γ 决定。对大部分光纤而言,此值的大小约为 1 W^{-1}/km。20 世纪 90 年代,人们意识到这种低 γ 值光纤作为非线性介质很难在实际中应用。为解决这一问题,人们开发了几种非线性参量值大于 10 W^{-1}/km 的光纤,统称其为高非线性光纤(highly nonlinear fiber)。本章将主要介绍高非线性光纤的特性,特别是在实际应用中起重要作用的色散特性,这种光纤的奇异的色散特性与高非线性参量值相结合,会产生一些奇特的非线性效应,有关内容将在第 12 章中介绍。本章主要内容如下:

11.1 节　介绍非线性参量的测量技术。
11.2 节　介绍石英包层光纤。
11.3 节　介绍空气包层的锥形光纤。
11.4 节　介绍微结构光纤。
11.5 节　介绍非石英光纤。

11.1　非线性参量

式(2.3.29)定义的非线性参量 γ 可写为 $\gamma = 2\pi n_2/(\lambda A_{\text{eff}})$,其中 λ 是光波长,A_{eff}是式(2.3.30)定义的有效模场面积,它取决于光纤的设计。通过适当设计,可以减小 A_{eff}的值,从而增大 γ 值。另一方面,非线性折射率系数 n_2 与材料的三阶极化率有关,见式(2.3.13)。对每种玻璃材料来说,这一参量值是固定的。因此,增大石英光纤非线性参量值的唯一实际的方法是减小有效模场面积 A_{eff}。利用非石英玻璃是设计高非线性光纤的另外一种途径。在介绍这种光纤的设计之前,有必要先介绍一下如何通过实验确定非线性折射率系数 n_2 的值。为实现这一目标,精确测量 γ 和 A_{eff}的值是必要的。

11.1.1　n_2 的单位和值

弄清楚 n_2 的单位对正确表达其数值非常重要[1]。式(2.3.12)中折射率的非线性部分可写为 $\delta n_{\text{NL}} = n_2|E|^2$,在国际单位制中,电场 E 的单位为 V/m,由于 δn_{NL}是无量纲的量,因此 n_2 的单位为 m^2/V^2。实际上,将非线性折射率记为 $\delta n_{\text{NL}} = n_2^I I$ 的形式更为方便,其中 I 为光场强度,表达式为

$$I = \tfrac{1}{2}\varepsilon_0 cn|E|^2 \tag{11.1.1}$$

式中,ε_0 是真空介电常数($\varepsilon_0 = 8.8542\times10^{-12}$ F/m),c 是真空中的光速($c = 2.998\times10^8$ m/s),n 是折射率的线性部分(对石英光纤,$n\approx1.45$)。参量 n_2^I 的单位为 m^2/W,它和 n_2 的关系为

$$n_2^I = 2n_2/(\varepsilon_0 cn) \tag{11.1.2}$$

易证，当非线性参量 γ 的单位采用 W^{-1}/m 时，式(2.3.29)中的 n_2 实际上就是 n_2^I。本书中就是写法采用 n_2 但表示的是 n_2^I。

对几种块状玻璃的 n_2 值的测量最早是在 20 世纪 70 年代进行的[2~7]。对熔石英玻璃，在 1.06 μm 波长测得 $n_2 = 2.73 \times 10^{-20}\ m^2/W$[4]。当测量波长从 248 nm 变化至 1550 nm 时，熔石英的非线性折射率系数 n_2 表现为正常色散，其值随波长的变短而增大[8]；然而，当波长从 800 nm 变化到 1600 nm 时，n_2 值随波长缓慢变化，在这一波长范围内将减小 5% 左右。

石英光纤 n_2 值的最早测量是在 1978 年完成的[9]，当时利用氩离子激光器产生 515 nm 波长的 90 ps 光脉冲入射到光纤中，通过自相位调制感应的频谱展宽测量。尽管 n_2 一般因光纤而异，但本次实验获得的 $n_2 = 3.2 \times 10^{-20}\ m^2/W$ 仍被广泛应用于光纤中各种非线性效应的研究。随着光纤通信系统的出现，1550 nm 附近波长区的非线性光纤光学变得重要起来。在 515 nm 处测得的 n_2 值($3.2 \times 10^{-20}\ m^2/W$)就不能用在 1550 nm 附近，因为由于 n_2 的频率相关性，其值在 1550 nm 附近至少要减小 10%。

20 世纪 90 年代，随着光纤中的非线性效应变得日益重要，尤其是因为光纤制造商通常被要求标明其生产的光纤的 γ 值[10]，人们对非线性参量 γ 的测量重新产生了兴趣。为了测量不同类型光纤的 n_2 值，已经发展了几种实验方法[11~20]。这些测量方法利用了前面章节中介绍的非线性效应中的某一种。实际上，所有三种主要非线性效应(SPM，XPM 和 FWM)都被用于此目的。利用这些方法可以测量出 γ 值，进而推导出 n_2 值。表 11.1 总结了利用标准单模光纤(SMF)、色散位移光纤(DSF)和色散补偿光纤(DCF)得到的几组实验结果，可以发现测量值在 $2.2 \times 10^{-20} \sim 3.9 \times 10^{-20}\ m^2/W$ 之间变化。n_2 值的不确定性不仅和 γ 值的测量误差有关，而且和研究人员根据模场直径估算有效模场面积 A_{eff} 的精度有关。在本节的剩余部分，将介绍几种不同的测量方法，并揭示即使对相同波长，采用不同测量方法也可能得到不同值的原因。

表 11.1 不同光纤的 n_2 测量值

采用方法	波长(μm)	光纤类型	n_2 测量值 ($10^{-20}m^2/W$)	实验条件
SPM	1.319	石英纤芯	2.36	110 ps 脉冲[13]
	1.319	色散位移光纤	2.62	110 ps 脉冲[13]
	1.548	色散位移光纤	2.31	34 ps 脉冲[14]
	1.550	色散位移光纤	2.50	5 ps 脉冲[17]
	1.550	标准单模光纤	2.20	50 GHz 调制[18]
	1.550	色散位移光纤	2.32	50 GHz 调制[18]
	1.550	色散补偿光纤	2.57	50 GHz 调制[18]
XPM	1.550	石英纤芯	2.48	7.4 MHz 调制[15]
	1.550	标准单模光纤	2.63	7.4 MHz 调制[15]
	1.550	色散位移光纤	2.98	7.4 MHz 调制[15]
	1.550	色散补偿光纤	3.95	7.4 MHz 调制[15]
	1.548	标准单模光纤	2.73	10 MHz 调制[19]
	1.548	标准单模光纤	2.23	2.3 GHz 调制[19]
FWM	1.555	色散位移光纤	2.25	两个连续激光[12]
	1.553	色散位移光纤	2.35	10 ns 脉冲[16]

11.1.2 自相位调制法

SPM 法利用了其对脉冲频谱的展宽作用(见 4.1 节)，最早是在 1978 年采用的[9]。由式(4.1.17)可见，这一方法实际测量的是最大非线性相移 ϕ_{max}，它是一个无量纲的量，和 γ 成正比关系[见

式(4.1.7)]。一旦 γ 值被确定下来,利用关系式 $n_2=\lambda A_{\rm eff}\gamma/(2\pi)$ 就可以估算出 n_2 的值。这种测量方法的精度和研究人员如何描述入射脉冲的特性有关,因为 SPM 感应的频谱展宽对实验所用的光脉冲的形状非常敏感。

SPM 法尽管包含多种不确定因素,但实际中常常被采用[20]。在 1994 年完成的一组测量中[13],将 1.319 μm 波长的 Nd:YAG 激光器产生的 110 ps 锁模脉冲入射到待测光纤中,在光纤输出端用一台扫描法布里-珀罗干涉仪测量其频谱。首先,通过调节输入功率,使测得的频谱对应图 4.2 中的某一个频谱,这样 $\phi_{\max}$ 是 $\pi/2$ 的整数倍。然后由测得的待测光纤的折射率曲线计算出有效模场面积,从而求出 n_2 的值。对于石英芯光纤(纤芯没有掺杂),n_2 的测量值为 2.36×10^{-20} m^2/W,其不确定度约为 5%。由于掺杂物的贡献,色散位移光纤(DSF)的 n_2 值更大一些(平均值为 2.62×10^{-20} m^2/W)。如 6.6.3 节中所讨论的,与对块状材料的测量结果相比,光纤的测量值是块状材料的 8/9,这是因为在脉冲传输过程中光纤不能保持其线偏振态。

1998 年,采用同样方法在 1.55 μm 附近测量相对较长的色散位移光纤的 n_2 值[20],实验装置如图 11.1 所示。将锁模光纤激光器输出的 51.7 ps 脉冲放大并滤波后入射到 20 km 长待测光纤中,由于光纤较长,必须考虑脉冲宽度和峰值功率沿光纤长度的变化。为保证测量精度,待测光纤的色散和模式特性要分别进行定量测量,然后通过解非线性薛定谔方程对测得的频谱进行拟合,从而求得 γ 和 n_2 的值。实验测得 1.55 μm 波长附近的 n_2 值为 2.45×10^{-20} m^2/W,小于 1.3 μm 附近的 n_2 值,其中约 2%的减小量源于 n_2 的频率相关性,其余部分可能与掺杂浓度或测量误差有关。

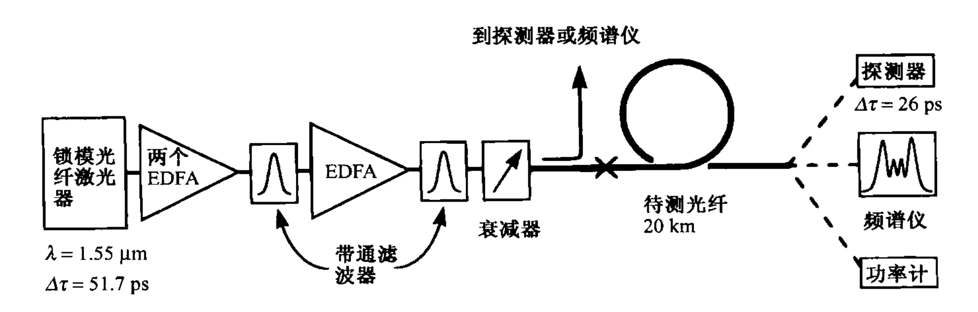


图 11.1 利用 SPM 感应的频谱展宽测量 n_2 的实验装置图[20]

除了利用频谱展宽得出 SPM 感应相移外,还可以将波长略有不同的两束激光通过光纤,利用频谱的变化推算出 SPM 感应相移。这种方法不要求窄光脉冲,利用连续激光器即可完成测量。在 1996 年的一个实验[18]中,利用两台连续半导体激光器(DFB 型),并通过控制激光器温度使两者的波长相差 0.3~0.5 nm。结果,进入光纤中的光信号因相互干涉以约 50 GHz 的拍频正弦振荡,其振幅为

$$E_{\rm in}(t)={\rm Re}[A_1\exp(-i\omega_1 t)+A_2\exp(-i\omega_2 t)]={\rm Re}[A_1\cos(\Delta\omega t)\exp(-i\omega_{\rm av}t)] \tag{11.1.3}$$

式中,$\Delta\omega=\omega_1-\omega_2$ 为拍频,$\omega_{\rm av}=\frac{1}{2}(\omega_1+\omega_2)$ 为平均频率,并假设两光波具有相同的功率(即 $|A_1|=|A_2|$)。

当此拍信号在光纤中传输时,SPM 感应相移也是和时间有关的。与 4.1.1 节讨论的类似,如果忽略光纤色散,则光纤输出端的总光场为

$$E_{\rm out}(t)={\rm Re}\{A_1\cos(\Delta\omega t)\exp(-i\omega_{\rm av}t)\exp[i\phi_{\max}\cos^2(\Delta\omega t)]\} \tag{11.1.4}$$

式中，$\phi_{max}=2\gamma P_{av}L_{eff}$，$P_{av}$是入射信号的平均功率。对式(11.1.4)进行傅里叶变换，易知由于SPM感应的相移，光纤输出端的频谱在拍频的整数倍处出现峰值。峰值功率的比值仅取决于ϕ_{max}，并且它可以用来推算 n_2 的值。特别是中心峰和第一边带的功率比为[18]

$$\frac{P_0}{P_1}=\frac{J_0^2(\phi_{max}/2)+J_1^2(\phi_{max}/2)}{J_1^2(\phi_{max}/2)+J_2^2(\phi_{max}/2)} \tag{11.1.5}$$

通过简单测量功率比，就可以利用上式得到ϕ_{max}的值，进而求出 γ 和 n_2 的值。对于标准通信光纤，n_2 值为 2.2×10^{-20} m^2/W。这一方法还曾用于具有不同掺杂浓度的色散位移光纤和色散补偿光纤的 n_2 值的测量(见表 11.1)，其主要局限性是不能测量长光纤，因为此时色散效应不能忽略。实际上，对于给定的光纤，为保证测量精度，光纤长度和激光功率往往需要适当优化[21]。

SPM 感应相移还可以用干涉方法测量。在一个实验中，将待测光纤放在光纤环内，光纤环起到萨格纳克干涉仪的作用[17]。脉宽约 5 ps 的锁模脉冲注入到光纤环后，在某一方向(如顺时针方向)获得一个较大的 SPM 感应相移，而在另外一个方向(逆时针方向)，通过一个 99:1 的耦合器减小峰值功率，使脉冲获得一个近乎线性的相移。在光纤环的输出端用自相关仪测量脉冲的自相关迹，推算出非线性相移，进而得到 n_2 值。连续激光器也可以与萨格纳克干涉仪一起使用[22]，利用连续光可使这种测量方法得到简化，同时避免了色散带来的不确定性，其实验装置如图 11.2 所示。该干涉仪是不平衡的，入射光通过一个分光比为 82:18 的光纤耦合器后，在两个相反方向获得的功率是不同的；对不同的入射功率，可分别测量出对应的透射功率。当功率较高时，这种萨格纳克干涉仪的透射率将因为 SPM 感应相移而发生变化，这就提供了一种测量 SPM 感应相移的方法。对纤芯掺杂 20%(摩尔浓度)锗的光纤，在 1064 nm 处测得其 n_2 值为 3.1×10^{-20} m^2/W。

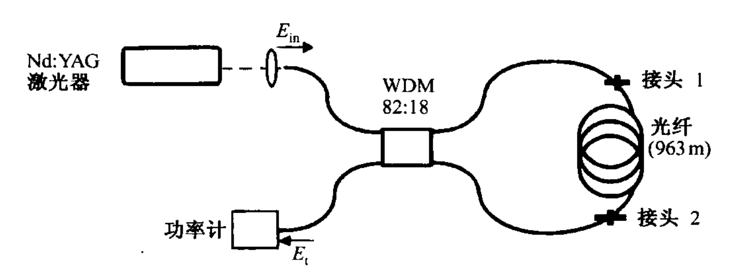


图 11.2　利用萨格纳克干涉仪和连续激光器测量 n_2 的实验装置图[22]

自准直马赫-曾德尔干涉仪(MZI)也曾用于测量 n_2 的值[23]，在这一方案中，脉冲经过法拉第镜反射后两次通过 MZI，MZI 两臂的长度差足够大，结果两脉冲在 MZI 输出端口充分分开(间隔大于其脉宽)，从而不相互干扰。脉冲两次通过光纤，使 SPM 感应的非线性相移得到累加。经过一次往返后，单脉冲既可能分别两次通过 MZI 的长臂或短臂，也可能通过长臂和短臂各一次，从而获得三种不同的时间延迟。在最后一种情形下，探测功率取决于干涉信号间的相位关系，因此可用来测量非线性相移。这种干涉仪之所以称为自准直干涉仪，是因为两路干涉信号通过的路径长度是自动匹配的。

11.1.3　交叉相位调制法

早在 1987 年，人们就利用 XPM 感应相移来测量 n_2 的值[11]。1995 年的一个实验采用泵浦-探测结构，其中泵浦和探测信号均由连续光源获得[15]。图 11.3 给出了该实验装置图，当泵浦光被低频(小于 10 MHz)调制时，探测信号的频谱因为 XPM 感应相移而出现 FM 边带。

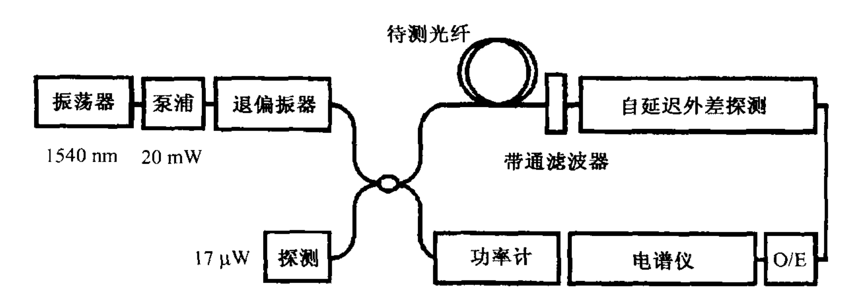


图 11.3 利用 XPM 感应相移测量 n_2 值的泵浦-探测结构[15]

FM 边带形成的理论与前面讨论的利用两连续激光的 SPM 情形类似。主要差别在于,这里利用调制器周期性地改变泵浦光的强度,通过 XPM 效应使探测信号产生的相移是时间相关的。如果再次忽略色散效应,则光纤输出端口的探测信号光场可以写为

$$E_2(t) = \mathrm{Re}\{A_2 \exp(-i\omega_2 t)\exp[ib\phi_{\max}\cos^2(2\pi f_m t)]\} \tag{11.1.6}$$

式中,$\phi_{\max} = 2\gamma P_0 L_{\mathrm{eff}}$,$f_m$ 是调制频率,P_0 是泵浦光的峰值功率,参量 b 的定义见式(6.2.11)。如果通过对式(11.1.6)进行傅里叶变换来计算探测信号频谱,则会发现探测信号频谱在 f_m 的整数倍处出现峰值,这是由 XPM 感应相移引起的。如前所述,两个相邻峰值的功率比取决于$\phi_{\max}$,由此可以推算出 n_2 的值。

正如在 6.2.2 节中所讨论的,XPM 感应相移取决于泵浦光和探测光的偏振态,通过参量 b 体现出来。如果这两束光在测试光纤中不能保持其偏振态,则必须确保测量值未受这种偏振效应的影响。实际上,泵浦光在进入光纤前要对其退偏振[15]。在这种条件下,泵浦光和探测光的偏振态是随机变化的,非线性相移的测量值对应 $b = 2/3$。在图 11.2 所示的实验装置中,波长相差 10 nm 左右的两连续光分别作为探测光和泵浦光,用相对低的频率 7.36 MHz 调制泵浦光强度。光纤内部的 XPM 效应将泵浦光的强度调制转变为探测光的相位调制。利用自延迟外差技术测量非线性相移随泵浦功率的变化。萨格纳克干涉仪也可以用来测量 XPM 感应相移,进而由此推导出 n_2 值[24]。

用 XPM 方法测量的几种光纤的 n_2 值列于表 11.1 中,它们都比用 SPM 法测量的值更大,造成这种差别的原因和脉宽大于 1 ns 或调制频率小于 1 GHz 时发生的电致伸缩对 n_2 的贡献有关,这一问题将在本节后面讨论。

11.1.4 四波混频法

FWM 这种非线性现象也可以用来估计 n_2 的值。正如在第 10 章中所讨论的,FWM 能够产生边带,其强度和频率取决于非线性参量 γ。当频率分别为 ω_1 和 ω_2 的两连续波同时入射到光纤中时,若相位匹配条件近似满足,则光纤输出端的频谱在频率为 $2\omega_1 - \omega_2$ 和 $2\omega_2 - \omega_1$ 处产生两个主边带,其功率取决于泵浦功率和非线性参量 γ。

在 1993 年的一个实验中,用光纤放大器将工作在 1.55 μm 附近且波长相差 0.8 nm 的两 DFB 激光器的连续输出放大后,入射到 12.5 km 长的色散位移光纤中[12],实验装置如图 11.4 所示。为了抑制 SBS 效应,通过调制两激光器的偏置电流,使其线宽超过 500 MHz。待测光纤在 1.55 μm 附近具有相对小的色散[$D = 0.063$ ps/(nm·km)],以利于满足相位匹配条件。光纤的光斑尺寸为8 μm,由此估计其有效模场面积为 50 μm^2。通过测量 FWM 边带的功率,进而求出待测光纤的 n_2 值为 2.25×10^{-20} m^2/W。

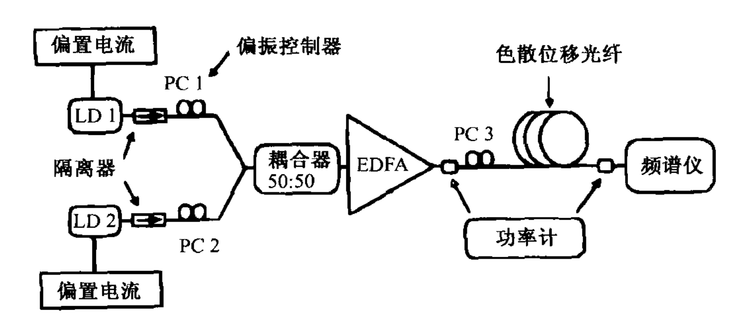


图 11.4　利用 FWM 感应的边带测量 n_2 的实验装置图[12]

调制不稳定性可以视为 FWM 的一种特殊情形(见 10.3.2 节)。主要区别在于,前者仅需要一束泵浦波输入。正如在 5.1 节中讨论过的,在光纤输出端出现频率位于 $\omega_0 \pm \Omega$ 的频谱边带,其中 ω_0 为泵浦频率。频移量 Ω 和边带强度取决于非线性参量 γ,因此利用它们可求出 n_2 值。在 1995 年的一个实验中[16],利用外调制方法调制工作在 1.553 μm 的 DFB 激光器,产生重复频率为 4 MHz 且脉宽为 25 ns 的脉冲,经级联光纤放大器放大后入射到 10.1 km 长的色散位移光纤中。放大器自发辐射噪声为调制不稳定性提供了种子光,结果光纤输出端的频谱出现两个边带,这与在图 5.2 中看到的类似。这两个边带的强度随脉冲峰值功率变化,由此可求出待测光纤的 n_2 值为 2.35×10^{-20} m²/W。

11.1.5　n_2 值的变化

正如在表 11.1 中所看到的,因光纤类型和测量方法而异,石英光纤的 n_2 值在 2.23×10^{-20} ~ 3.95×10^{-20} m²/W 的较大范围内变化。为理解造成 n_2 值变化如此之大的原因,首先要指出的是,石英光纤的纤芯和包层已掺杂有其他材料(如二氧化锗和氟),以保证两者的折射率有一个较小的差值(通常小于 1%)。这些掺杂足以影响 n_2 的测量值,因此对纤芯掺杂量不同的色散位移光纤,测量到的 n_2 值也不尽相同。研究人员已对因石英光纤的纤芯和包层的掺杂而造成的 n_2 值变化做了量化[25~27]。

图 11.5 给出了 n_2 值是如何随光纤的掺杂量变化的[27]。掺杂高低用相对折射率差 $\Delta = (n_1^2 - n_0^2)/(2n_1^2)$ 来定量描述,其中 n_0 是纯石英的折射率,n_1 是掺有二氧化锗(实线)的光纤纤芯的折射率,或者是掺有氟的光纤包层的折射率。这些值可以用首次在 1978 年提出的经验关系来估计[28]。如图 11.5 中直线所示,n_2 值随 Δ 几乎线性变化,因此对纤芯掺锗的光纤来说,n_2 值增大;同样,对包层掺氟的光纤来说,n_2 值减小。对这几种掺杂浓度不同的光纤而言,实验测量到的 n_2 值与 Δ 符合线性相关性。基于这一线性相关性,当对光纤纤芯掺锗使 $\Delta = 0.02$ 时,n_2 值有望超过 3.5×10^{-20} m²/W。这就是实际中色散补偿光纤(DCF)的情形,这种光纤是高掺杂的,其零色散波长(ZDWL)超过 1.6 μm。确实,对于这种 DCF,n_2 的测量值接近 4.0×10^{-20} m²/W[25]。

n_2 值的掺杂相关性并不能完全解释在表 11.1 中看到的 n_2 值的变化,光纤长度也能影响测量结果,这一点已经得到证实。原因在于,光在大部分光纤中传输时并不能保持其偏振态,若光的偏振态沿光纤长度方向是随机变化的,与能保持入射光线偏振的块状样品相比,测量到的 γ 的平均值将以因子 8/9 减小[29](见 6.6.3 节)。如果利用标准关系 $\gamma = 2\pi n_2/(\lambda A_{\text{eff}})$ 求 n_2 的值,则得到的值将是真实值的 8/9。当然,只要简单地将该值乘以 9/8,就可以将偏振效应考虑在内。

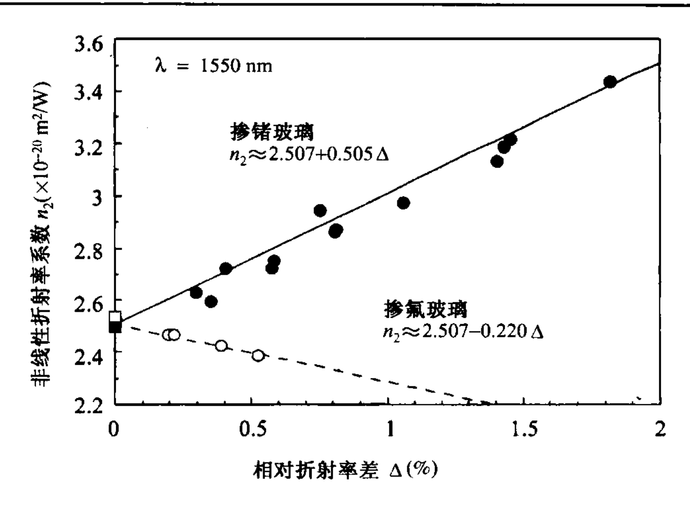


图 11.5 当纤芯掺锗(实心圆点)或包层掺氟(空心圆点)时 n_2 值随相对折射率差Δ的变化,直线是线性拟合结果[27]

n_2 的测量值还受所用光脉冲宽度的影响。已经证明,在连续波或脉宽超过 10 ns 的准连续波条件下,测量的 n_2 值显著增大,其原因在于另外两种机制,即分子运动(喇曼散射)和通过电致伸缩引起的声波激发(布里渊散射)。这两种机制对 n_2 值也有贡献,但其相对大小取决于脉冲宽度是大于还是小于相应过程的响应时间。基于这个原因,在比较采用不同脉宽的测量结果时要非常小心。

喇曼散射对非线性极化率的贡献已在 2.3.2 节中做了讨论。式(2.3.38)中的第一项和第二项分别表示电子(克尔效应)贡献和原子核(喇曼效应)贡献。当脉冲宽度远大于喇曼响应函数 $h_R(t)$的持续时间时,可将 $h_R(t)$处理成 δ 函数,并且电子和原子核对 n_2 完全有贡献。实际上,对脉宽大于1 ps 的脉冲,就属于这种情况。与此相反,当脉宽小于 50 fs 时,喇曼贡献几乎为零。对这样的超短脉冲,n_2 值以因子 $f_R \approx 0.18$ 减小。由于表 11.1 中的最小脉宽约为 5 ps,因此所有情况下均包含了喇曼贡献。在 2005 年的一个实验中[30],同时测量了电子贡献和喇曼贡献。对纤芯为纯石英的光纤,电子贡献部分的测量值为 $1.81\times10^{-20}\ \mathrm{m^2/W}$(精度 ±5%),此值表明,喇曼贡献实际上在 18% ~ 20%范围。对喇曼极化率的更细致的处理表明,喇曼贡献的大小取决于光纤纤芯的掺杂浓度[31]。

电致伸缩对非线性折射率系数 n_2 的贡献源于光通过光纤时对声波的激发[32~34]。可以利用 9.4.1 节的理论估计该贡献的大小。声波造成介质密度变化,其动力学行为可以用方程(9.4.1)描述。若玻璃密度变化为 ρ',则其造成介质介电常数的变化为 $\Delta\epsilon = (\mathrm{d}\epsilon/\mathrm{d}\rho)\rho'$。注意,$\epsilon = n^2$,于是折射率的变化为

$$\Delta n(t) = \frac{\Delta\varepsilon}{2n} = \frac{\gamma_e}{2n\rho_0}\rho'(t) = \frac{\gamma_e}{2n\rho_0}\int_0^t R_a(t-t')|E(t')|^2\mathrm{d}t' \tag{11.1.7}$$

式中,$\gamma_e = \rho_0(\mathrm{d}\epsilon/\mathrm{d}\rho)$是 9.1 节引入的电致伸缩常数。$\rho_0$ 是材料密度的稳态值,$R_a(t)$是通过解方程(9.4.1)得到的声响应函数。若利用 $E(t) = [E_0 f_p(t)]^{1/2}\exp(-i\omega_0 t)$,其中 E_0 是峰值,$f_p(t)$描述了脉冲形状,则最终结果可以写为[32]

$$\Delta n(t) = n_2^A I_0 \int_0^t h_a(t-t')|f_p(t')|^2\mathrm{d}t' \tag{11.1.8}$$

式中,$n_2^A = \gamma_e^2/(8c\rho_0 n^2 v_A^2)$,$I_0$ 是脉冲峰值强度,$h_a(t)$是声响应函数 $R_a(t)$的归一化形式。利用

$\gamma_e = 1.5$，$\rho_0 = 2210\ \mathrm{kg/m^3}$，$v_A = 5.96\ \mathrm{km/s}$ 及 $n = 1.45$，可以得到 $n_2^A = 0.56 \times 10^{-20}\ \mathrm{m^2/W}$，该值大约是石英纤芯光纤的非线性折射率系数 $n_2 = 2.2 \times 10^{-20}\ \mathrm{m^2/W}$ 的25%。在连续或准连续波条件下（脉宽大于 100 ns），$h_a(t)$可以用 δ 函数代替，于是声学贡献达到最大值，总的 n_2 值接近 $2.76 \times 10^{-20}\ \mathrm{m^2/W}$。

以上讨论清楚地表明，利用连续光或长光脉冲测量，有望得到最大的 n_2 值。利用 XPM 方法曾通过在 10 MHz ~ 3 GHz 范围内改变泵浦调制频率来研究电致伸缩贡献的频率相关性[34]。如表 11.1 所示，在 10 MHz(脉宽为 100 ns)时 n_2 的测量值为 $2.73 \times 10^{-20}\ \mathrm{m^2/W}$，但当调制频率增大到 2.3 GHz 时(脉宽小于 1 ns)，该测量值降至 $2.23 \times 10^{-20}\ \mathrm{m^2/W}$。当比较不同实验测量的数据时，一定要想到电致伸缩的贡献。

在估算非线性参量 γ 的值时，本书中的 n_2 值应该取多大呢？对脉宽大于 10 ns 的脉冲，纯石英纤芯光纤的推荐值为 $n_2 = 2.75 \times 10^{-20}\ \mathrm{m^2/W}$；当脉宽位于 1 ps ~ 1 ns 之间时，$n_2$ 值减小到 $2.2 \times 10^{-20}\ \mathrm{m^2/W}$[35~38]；对于飞秒脉冲，喇曼贡献更小一些，正如 2.3 节所讨论的，n_2 值将减小到 $1.8 \times 10^{-20}\ \mathrm{m^2/W}$。对纤芯掺有二氧化锗的光纤，$n_2$ 值要更大些，增加量约为 0.5Δ，其中 Δ 为纤芯-包层相对折射率差(用百分数表示)。对于 $\Delta = 0.3\%$ 的标准光纤，n_2 值将增加 0.15 倍，在准连续条件下此值接近 $2.9 \times 10^{-20}\ \mathrm{m^2/W}$。

一个很自然的问题是，如何增强光纤内的非线性效应？可以通过对纤芯掺杂来提高 n_2 值，但这种方法在实际中最多将 n_2 值增大到原来的两倍左右。通过控制有效模场面积可以更为有效地增强非线性效应，这种方法常用来增大高非线性光纤的非线性参量值。如何设计这种高非线性光纤将在以下章节中讨论。

11.2　石英包层光纤

增大非线性参量[$\gamma \equiv 2\pi n_2/(\lambda A_{\mathrm{eff}})$]值的一个简单方法是减小石英光纤的芯径，以及控制其折射率分布，因为有效模场面积 A_{eff}取决于纤芯尺寸和掺杂水平[39]。例如，色散位移光纤的芯径约为 6 μm，有效模场面积接近 50 μm²，而标准光纤的有效模场面积 A_{eff}约为 75 μm²。色散补偿光纤的 A_{eff}接近 20 μm²，因此其 γ 值约为标准光纤的 4 倍。尽管开发这类光纤的最初目的是为了控制光纤色散，但由于它们具有更强的非线性效应，20 世纪 90 年代曾用于超连续谱产生和光纤喇曼放大器[40~43]。

采用同样的方法还开发出了几种具有可控色散特性的新型高非线性光纤[44~47]，其中包括色散参量 D 值的大小沿光纤长度方向减小的色散渐减光纤(dispersion-decreasing fiber)[44]，以及色散斜率降至 0.0002 ps/(km·nm²)的色散平坦光纤(dispersion-flattened fiber)[45]。早在 1999 年，就制造出 $\gamma \approx 20\ \mathrm{W^{-1}/km}$ 的色散位移光纤[39]，方法是通过控制纤芯和包层的掺杂水平使光模被紧紧地限制在纤芯附近，这样有效模场面积 A_{eff}仅为 10.7 μm²。而且，通过采用图 11.6(a)所示的凹陷包层设计，可以在超过 100 nm 的波长范围内实现色散平坦。在这一设计中，通过掺氟使包围纤芯的内包层的折射率降至石英的折射率以下，其中内包层的直径起重要作用，可以用来控制光纤的色散特性。图 11.6(b)给出了几种内包层半径 b 不同但纤芯和内包层半径比 a/b(a 为纤芯半径)恒为 0.58 的色散平坦光纤的色散曲线。尽管这类光纤的 γ 值在 1.55 μm 波长处仅为 $3.2\ \mathrm{W^{-1}/km}$ 左右，但它们所具有的低损耗(0.22 dB/km)、相对平坦色散及长度长(1 km 更长)的特性，使得它们仍然适用于非线性应用。

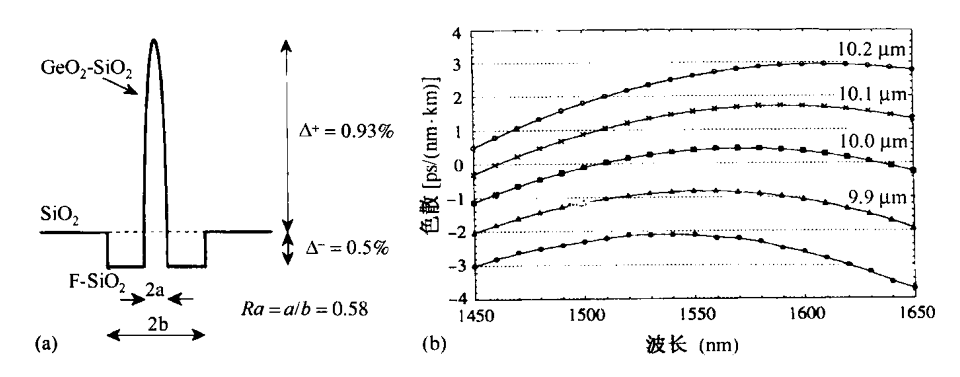


图 11.6　(a) 采用凹陷包层设计的色散平坦光纤的折射率曲线；(b) 对不同的内包层直径，计算得到的色散随波长的变化[39]

大部分高非线性石英光纤的非线性参量 γ 的值在 10 ~ 20 W^{-1}/km 之间[45]。很难将 γ 值增大到超出此范围，因为不能以牺牲纤芯对光模的限制作用为代价而将芯径减小到很小的值，从由式(1.2.2)定义的 V 参量很容易理解这一点。如果用 $2n_1^2\Delta$ 近似代替 $n_1^2 - n_c^2$，其中 $\Delta = (n_1 - n_c)/n_1 \ll 1$ 是纤芯–包层相对折射率差，则参量 V 可以写为

$$V = (2\pi a n_1/\lambda)\sqrt{2\Delta} \tag{11.2.1}$$

式中，n_1 是纤芯折射率，n_c 是包层折射率，λ 是入射到光纤中的光波波长。单模光纤要求 $V < 2.405$。若 a 减小，则 V 亦减小，纤芯对光模的限制越来越弱，光模向包层扩展；若降低 a 的同时增大 Δ，使 $a^2\Delta$ 为一恒定值，则可以保持 V 值不变。

如果利用有效模场面积的定义[见式(2.3.30)]来计算非线性参量 γ 的值，则光模限制问题将更为明了[48]。正如 2.3.1 节所讨论的，如果模场分布 $F(x,y)$ 近似为宽为 w 的高斯函数[见式(2.2.14)]，则有效模场面积 $A_{eff} = \pi w^2$。因为模场半径 w 和 V 有关系 $w = a/\sqrt{\ln V}$[49]，故非线性参量 γ 可写为

$$\gamma(V) = \frac{2n_2 \ln V}{\lambda a^2} = (4\pi n_1)^2 (n_2\Delta/\lambda^3)\,\frac{\ln V}{V^2} \tag{11.2.2}$$

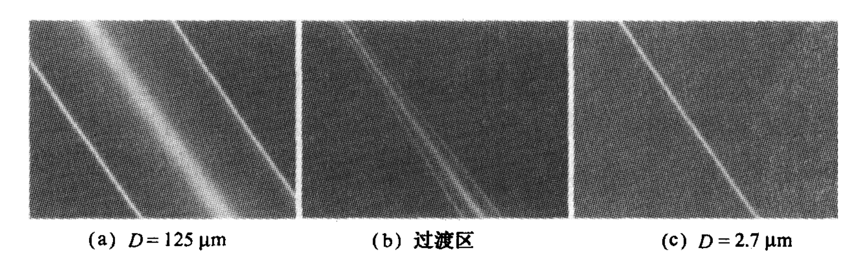
式中，用式(11.2.1)消去了纤芯半径。若令 $d\gamma/dV = 0$，则可求得 $V = \sqrt{e} \approx 1.65$ 时 γ 取最大值。当芯径减至使 $V < 1.65$ 时，光模进一步向包层扩展，导致更小的 γ 值。对于光纤来说，典型的 $\Delta < 0.05$，即使取相对较大值 $\Delta = 0.05$，由式(11.2.1)可得芯径 $2a \approx 0.7V\lambda$，这意味着在 1.55 μm 附近，芯径的最佳值接近 1.8 μm。利用式(11.2.2)，求得石英包层高非线性光纤的 γ 值最大约为 21 W^{-1}/km。

11.3　空气包层锥形光纤

将芯径降至 2 μm 以下，同时又保证将光模限制在纤芯内的一个简单方法是用空气代替包层材料。由于空气包层的折射率 $n_c \approx 1$，石英纤芯光纤($\Delta = 0.31$)的纤芯–包层折射率跃变约为 0.45，即便芯径接近 1 μm，这种大折射率跃变也可以将光模限制在纤芯内。

制造空气包层的细纤芯光纤不大容易。在 1993 年的一个方案中，为了增强自相位调制效应[50]，将标准光纤的石英包层从 125 μm 逐渐减小到2 μm 左右[51~55]。将光纤逐渐变细最早是在 20 世纪 70 年代实现的，当时通过加热和拉伸光纤来制作光纤耦合器[56]。可以用火焰加热，但

近几年来一般使用二氧化碳激光器加热[57~59]。当光纤吸收激光后，产生的热量使光纤软化，如果在光纤两端连接合适的重物，则其提供的外力就会拉动光纤并使其直径减小。在拉伸过程中连续监控光纤直径，在达到需要的直径时关掉激光器。最终结果是，光纤包层的直径在过渡区从 125 μm 减小到2 μm 左右，而中央区长 20 ~ 30 cm。作为一个实例，图 11.7 给出了(a) 熔锥前的光纤，(b) 过渡区及(c) 熔锥的中央区的显微照片[54]。必须强调的是，原光纤的纤芯在中央区变得如此之细，以至于不能再限制入射光，此时原光纤的包层作为纤芯来限制光，而周围空气起到包层的作用。



(a) $D = 125\ \mu\text{m}$　(b) 过渡区　(c) $D = 2.7\ \mu\text{m}$

图 11.7　(a) 原始单模光纤；(b) 过渡区；(c) 细芯中央区的显微图[54]

一个重要问题是，锥形光纤中央区的非线性参量 γ 的值有多大？式(2.3.29)给出的 γ 的标准定义已不再适用，因为纤芯和包层的 n_2 值不同。这时要用到式(2.3.20)，γ 应定义为

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} n_2(x,y)|F(x,y)|^4 \mathrm{d}x\mathrm{d}y}{\left(\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^2 \mathrm{d}x\mathrm{d}y\right)^2} \tag{11.3.1}$$

若模场分布近似为式(2.2.14)给出的高斯形，并利用 $F(x,y) = \exp(-\rho^2/w^2)$，其中 ρ 为径向坐标，w 为模场半径，则可以对上式解析积分。为简单起见，假设对空气有 $n_2 = 0$，可以得到[48]

$$\gamma = \frac{2n_2}{\lambda w^2}[1 - \exp(-4a^2/w^2)] = \frac{2n_2}{\lambda a^2} \ln V \left(1 - \frac{1}{V^4}\right) \tag{11.3.2}$$

式中，利用了关系式 $a/w \approx \sqrt{\ln V}$[49]。

这里，回忆一下参量 V 本身与纤芯半径的关系 $V = (2\pi a/\lambda)(n_1^2 - 1)^{1/2}$ 非常有必要，其中利用了空气包层的折射率 $n_c = 1$。例如，对纤芯直径(简称芯径)为 2 μm ($a = 1$ μm)的锥形光纤，若石英纤芯的折射率 $n_1 = 1.45$，则在 1 μm 波长附近 $V \approx 7$。由式(11.3.2)可以得到 $\gamma \approx 100\ \text{W}^{-1}/\text{km}$。更明确地说，芯径为 2 μm 的锥形光纤是一种高非线性光纤，其非线性参量 γ 的值是标准光纤的 50 倍，这种大 γ 值是空气包层引起的强模场限制作用的直接结果。若利用 $A_{\text{eff}} = \pi w^2 = \pi a^2/\ln V$，则芯径为 2 μm 的锥形光纤的有效模场面积仅为 1.6 μm^2。需要着重指出的是，这样的光纤支持多个模式，因为其 V 值不满足单模条件 $V < 2.405$。

通过将芯径减至 2 μm 以下，锥形光纤的非线性参量 γ 的值还可以进一步增大。而且如果光纤设计成 $V < 2.405$，则可以支持单模传输。式(11.3.2)清楚地表明，对于特定的 V 值，γ 可达到最大值。为此，用式(11.3.2)中的 V 表示 a，可以得到

$$\gamma(V) = (8\pi^2 n_2/\lambda^3)(n_1^2 - 1)\frac{\ln V}{V^2}\left(1 - \frac{1}{V^4}\right) \tag{11.3.3}$$

式中，利用了空气包层的折射率 $n_c = 1$。令 $\mathrm{d}\gamma/\mathrm{d}V = 0$，可以求出 γ 在 $V \approx 1.85$ 时达到最大值[48]。若取 $n_1 = 1.45$，$\lambda = 1$ μm，则 γ 的最大值约为 370 W^{-1}/km。

锥形光纤的色散特性和普通光纤的相比有很大区别,前者强烈依赖于芯径。选取包层折射率 $n_c = 1$,对锥形纤芯特定的半径 a 和折射率 $n_1(\omega)$,可以通过用数值方法求解本征值方程(2.2.8)来研究锥形光纤的色散特性。另外,通过塞尔迈耶尔方程(1.2.6)可以将石英的材料色散包括在内。当 $m = 1$ 时,本征值方程(2.2.8)的解给出了光纤基模的传输常数 $\beta(\omega)$ 或有效折射率,它是 ω 的函数。利用 $\beta_m = (\mathrm{d}^m\beta/\mathrm{d}\omega^m)_{\omega=\omega_0}$,可以求得 m 阶色散参量,其中 ω_0 是入射到光纤中的光脉冲的载频。

图 11.8 是数值计算得到的芯径 $d \equiv 2a$ 取不同值时锥形光纤的二阶、三阶色散参量 β_2 和 β_3 随波长的变化关系曲线,主要目的是表明当芯径减至 3 μm 以下时,光纤零色散波长移向可见光一侧。这一特性具有实际意义,因为它使 800 nm 波长附近为反常色散,而钛宝石激光器可以提供这一波长的强超短脉冲。结果在 800 nm 波长处,锥形光纤内可形成光孤子。图 11.8(b)表明,锥形光纤的 β_3 也增大了,这一特性意味着锥形光纤的高阶色散效应已变得比较重要。

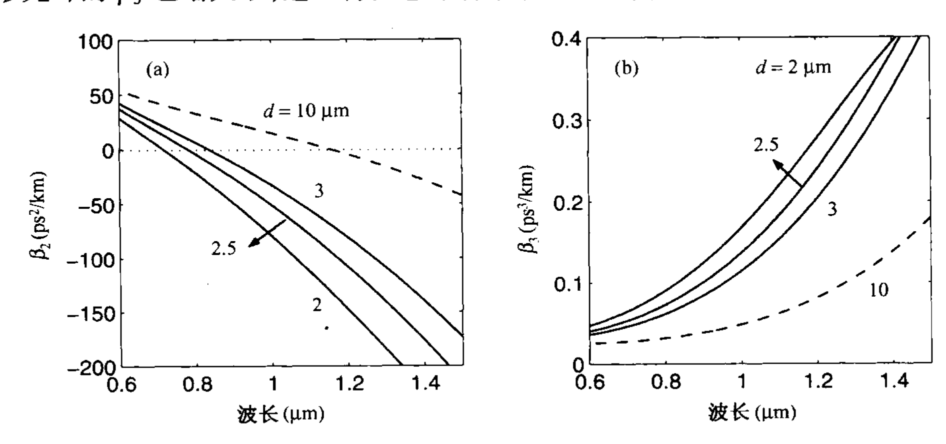


图 11.8 对于石英纤芯和空气包层的锥形光纤,当芯径 d 取不同值时,(a)二阶色散和(b)三阶色散随波长 λ 的变化曲线

读者可能会问,锥形光纤的纤芯究竟能制作成多细?若芯径减至 1 μm 以下,则锥形光纤的特性将如何变化?最近几年,这种纳米光纤已引起人们的广泛关注,对其模场特性、色散特性和非线性特性已做了详细研究[60~64]。结果表明,当芯径约为传输波长的 75%时,这种光纤的非线性参量 γ 达到最大值。图 11.9(a)给出了无量纲量 $\gamma\lambda^3/n_2$ 随波长的变化曲线,图 11.9(b)给出了芯径 $d = 2a$ 取不同值时色散参量 $D(\lambda)$ 随波长的变化曲线,其中石英纤芯的折射率为 $n_1 = 1.45$[63]。这些曲线通过数值模拟得到,并没有利用模场分布的高斯近似。虚线表示平均模场直径(MFD),它在芯径为 0.74λ 时达到最小值 0.816λ,非线性参量 γ 也在这点达到最大值,且最大值按照 λ^{-3} 变化。若取 $n_2 = 2.6 \times 10^{-20}$ m²/W,则值在 $\lambda = 0.8$ μm 处接近 662 W⁻¹/km。

锥形光纤的色散特性对纤芯尺寸相当敏感。如图 11.9(b)所示,当芯径从 200 nm 变化到 800 nm 时,色散参量的波长相关性表现出很大的不同。标准单模光纤在变细前的芯径为 8 μm,零色散波长在 1.3 μm 附近。当波长比零色散波长短时,这种光纤表现为正常群速度色散 $[D(\lambda) < 0]$。如图 11.8 所示,锥形光纤的零色散波长移向蓝端;当芯径接近 2.5 μm 时,零色散波长在 800 nm 附近;若芯径进一步减小,则光纤表现为两个零色散波长;当 $d = 800$ nm 时,这一特征在图 11.9(b)中表现得非常明显。这种光纤在整个可见光区表现为反常色散,但在这一范围之外表现为正常色散。然而当 $d = 600$ nm 时,反常色散窗口变窄;当 $d = 400$ nm 时,反常色散

窗口消失。以上特征说明,锥形光纤的色散特性对纤芯尺寸非常敏感,可以通过改变芯径来修饰锥形光纤的色散特性。

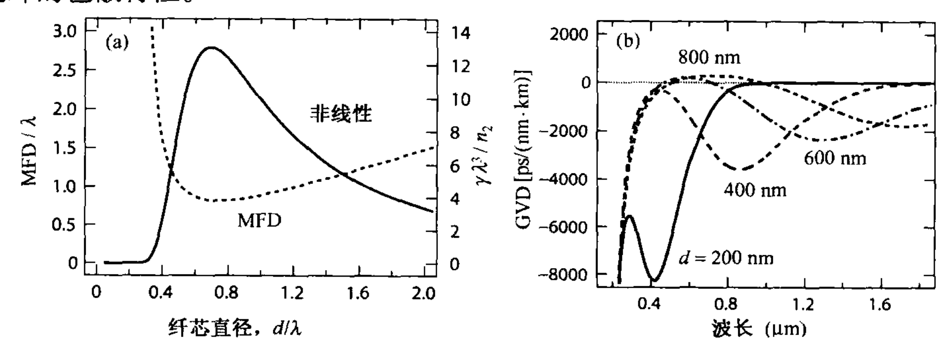


图 11.9　石英纤芯、空气包层的锥形光纤的(a) 无量纲量 $\gamma\lambda^3/n_2$ 和 (b) 群速度色散参量 $D(\lambda)$ 随芯径 d 和波长的变化[63]

锥形光纤的色散还受包裹细纤芯的空气包层的影响,因此将锥形光纤浸入液体(如水)中可以在一定程度上修饰其色散特性。在其中一组实验中[64],用重水(D_2O)代替水(H_2O),因为 D_2O 的吸收峰可以从 H_2O 的 1440 nm 移到 1980 nm。图 11.10 给出了当芯径为 2.5 μm 的锥形光纤浸入重水时其色散谱的变化,这时不仅光纤零色散波长移向红端,而且色散值在 1 ~ 1.6 μm 的宽范围内几乎保持不变。如果用 1.06 μm 或 1.3 μm 波长的激光器泵浦光纤,那么这种色散修饰就比较可取了。许多其他有机溶液,如戊烷、己烷,也能用于色散修饰[65]。浸入到不同液体中的锥形光纤链对某些应用也可能有所帮助。

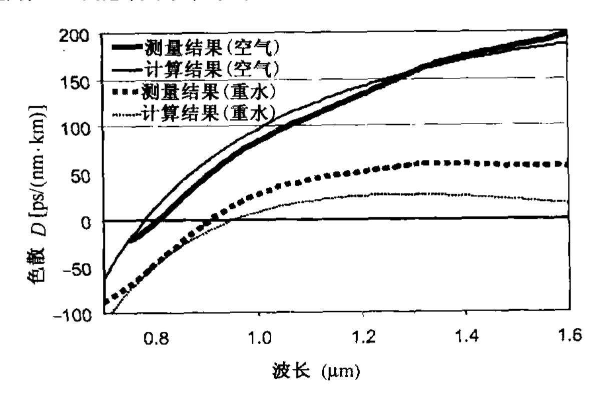


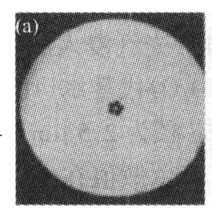
图 11.10　将芯径为 2.5 μm 的锥形光纤浸入空气和重水中测量和计算的色散谱[64]

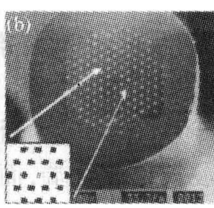
11.4　微结构光纤

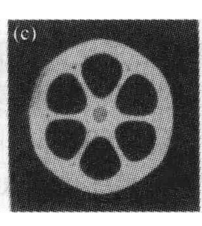
空气包层的细纤芯锥形光纤面临一个实际问题,即这种光纤较脆弱,不易处理,而且长度很难超过 30 cm。随着微结构光纤(用带有空气孔的石英包层围绕着细石英纤芯)的出现,已在很大程度上解决了这一问题。基于这个原因,这种光纤还称为"多孔"光纤;由于历史原因,也称为光子晶体光纤(photonic crystal fiber, PCF)。实际上,这种光纤最早是在 1996 年制成的,采用的是带有周期性空气孔阵列的光子晶体包层[66]。后来人们认识到,石英纤芯的光纤对空气孔周期性的要求不是那么严格,只要包层含有多个空气孔,能够有效地将其折射率减小到小于纤芯折射率即可[67~71]。在这种条件下,通过全内反射引导光的传输,其中空气孔用来减小包层的折射率。

光子带隙光纤(photonic bandgap fiber)的空气孔的周期特性至关重要,因为它通过包层折射率的周期性变化将光模限制在纤芯内。这种光纤的纤芯里面通常填充空气,利用光子带隙来限制光[72]。如果将这种真正的光子晶体光纤中的空气用合适的气体或液体代替,则其可作为高非线性介质使用[73]。例如,将这种光纤中的空气用氢气代替,用较小的脉冲能量就能观察到受激喇曼散射现象,其喇曼阈值仅为石英光纤喇曼阈值的百分之一[74]。

图 11.11 给出了 4 种微结构光纤[69]。在图 11.11(a)所示的设计中,用一个空气孔环围绕着细石英纤芯,这样可获得较高的纤芯-包层折射率差,包层的其余部分是用石英制成的。在图 11.11(b)所示的设计中,用周期性排列的多个空气孔围绕着细纤芯,形成了光子晶体光纤(PCF)结构。在图 11.11(c)所示的设计中,围绕细纤芯的空气孔的尺寸很大,纤芯几乎完全被空气环绕。因为从外观看它像一个柚子,因此这种设计有时称为"柚子"结构。在图 11.11(d)所示设计中,纤芯几乎被空气环绕,中间用很窄的石英桥连接纤芯和包层的其余部分,以维持其结构的完整性。在所有的设计中,空气孔的大小因光纤结构而异,可以从不到 1 微米变化到几微米。







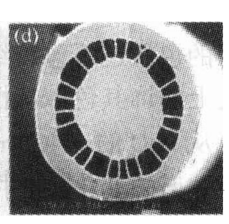


图 11.11 4 种微结构光纤的扫描电子显微图[69]

制作微结构光纤的通用技术分为几步。首先在一个固体石英棒周围按六角形堆积多个纯石英毛细管(直径约 1 mm),制成预制棒[66],然后用一个标准的光纤拉制设备将这个预制棒拉制成光纤,最后在光纤外部加上聚合物涂覆层来保护光纤。在扫描电子显微镜下观察,这种光纤表现为二维空气孔结构,空气孔环绕的中央区域作为纤芯。非石英芯的光子晶体光纤可以用同样的技术制成。在将预制棒拉制成光纤之前,将毛细管环绕的中央石英棒抽走形成气道,然后将气体或液体填充到气道中,作为非线性介质。与 11.3 节中的锥形光纤相比,微结构光纤可以制作得相对长些(可大于 1 km),同时还能保持均匀的特性。这种光纤像普通光纤一样易于处理,因为可以在光纤的包层外加上聚合物涂覆层;它们还能与其他光纤熔接,尽管熔接损耗高达几分贝。

另一种制作微结构光纤的技术是"挤压法"(extrusion technique)。在此方法中,预制棒是通过从直径为 1~2 cm 的固体玻璃棒中有选择地挤压材料制成的。更特别的是,将熔融的玻璃棒通过冲模压制出所需的空气孔图样。这种方法可以从任意块状材料中直接拉制出光纤,无论是晶体材料还是非晶体材料,而实际中常使用聚合物或复合玻璃。将已形成所需空气孔结构的预制棒通过光纤拉丝塔拉制成光纤,可分为两步进行:首先,将外径减小到大约十分之一;其次,将形成的细"茎"插入玻璃管中,然后进一步将尺寸减小到百分之一左右。

所有微结构光纤都有一个共同的缺点,即损耗比普通光纤大得多[75]。当为了增大光纤的非线性参量 γ 的值而减小芯径时,损耗通常大于 1000 dB/km。如此高损耗的根源与这种光纤中的模式限制特性有关。更特别的是,纤芯和包层都由石英制成,光纤是通过包层中的空气孔将模式限制在纤芯中的,因此空气孔的数量和尺寸都会影响光模在这种波导中的传输。若芯径相对较大(大于 5 μm),则通过适当设计可使损耗减小到 1 dB/km 以下,但这是以非线性参量值的减小为代价的[76]。实质上,减小损耗和增大 γ 值两者之间需要权衡,高 γ 值要求细纤芯,但这会引起更大的损耗。

微结构光纤或光子晶体光纤的模式和色散特性并不容易分析,因为这种光纤包层的折射率远不是均匀的。基于平面波展开法、多极算法、局域函数法和有限元法的数值方法,常用来求解针对实际器件表面形状的麦克斯韦方程。所有计算方法的目的都是得到这种光纤支持的各个模式的传输常数 $\beta(\omega)$ 和有效模场面积[77~84]。

对带有周期性空气孔阵列的光子晶体光纤[结构如图 11.11(b)所示],研究结果表明,有效模场面积 A_{eff} 和孔环的数目几乎是无关的,尽管限制损耗因子 α_c 与其密切相关[83]。这两个参量还与比率 d/Λ 和 λ/Λ 有关,这里 d 是孔直径,Λ 是孔间距,λ 是光波波长。对含有 10 个孔环的光子晶体光纤,图 11.12 给出了 A_{eff}/Λ^2 与 d/Λ 和 λ/Λ 这两个比值的关系。虚线给出了 $\pi w^2/\Lambda^2$ 的变化关系,其中 w 是模场半径的均方根值。尽管当 d/Λ 接近 1 时,A_{eff} 约等于 πw^2,但当 $d<\Lambda/2$ 时,这一关系便不再成立。需要指出的重要一点是,在光纤参量值的较宽范围内 $A_{eff}\approx\Lambda^2$。因此,通过适当设计,实现 $A_{eff}\approx 1\ \mu m^2$ 是可能的,这种光纤的非线性参量值超过 40 W^{-1}/km。

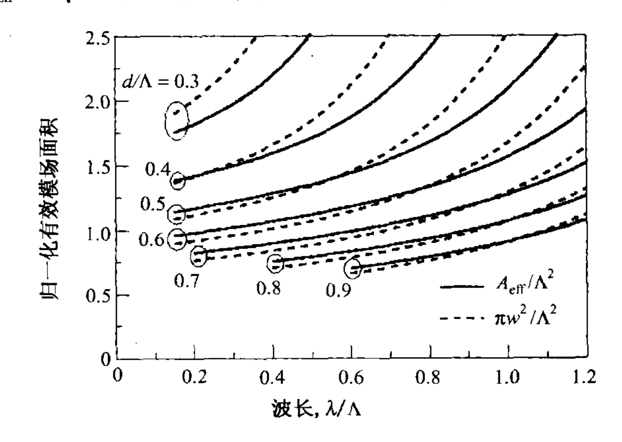


图 11.12 归一化有效模场面积 A_{eff} 在比值 d/Λ 取不同值时随 λ/Λ 的变化曲线;为便于比较,图中用虚线给出了 $\pi w^2/\Lambda^2$ 的变化曲线[83]

光子晶体光纤容纳的光模数量也取决于这两个比值 d/Λ 和 λ/Λ[81]。有效包层折射率 n_{eci} 的概念十分有用,它表示空气孔导致包层区域中石英的折射率减小的程度。图 11.13(a)给出了 n_{eci} 随 d/Λ 和 λ/Λ 的变化关系。正如所预期的,采用直径更大和间距更小的空气孔可以减小 n_{eci},这样就能将模式限制得更紧。除有效包层折射率外,还可以引入下面的有效参量:

$$V_{eff}=(2\pi/\lambda)a_e(n_1^2-n_{eci}^2)^{1/2} \tag{11.4.1}$$

式中,光子晶体光纤的有效纤芯半径定义为 $a_e=\Lambda/\sqrt{3}$[84]。a_e 的如此选择使单模条件 $A_{eff}=2.405$ 和标准光纤的一致。图 11.13(a)中的实线给出了 d/Λ 和 λ/Λ 参量空间中的单模条件。如图所示,当空气孔尺寸较大时,光子晶体光纤可以支持多个模式。但当 $d/\Lambda<0.45$ 时,光子晶体光纤对所有波长只支持基模;这种光纤称为"无截止"单模光纤[66]。对更大的 d/Λ 值,当 λ/Λ 小于临界值时,光子晶体光纤支持高阶模。

PCF 的色散特性对孔直径 d 和孔间距 Λ 这两个参量也非常敏感。图 11.14 给出了当 Λ 分别为 1 μm 和 2 μm 时,对不同的 d/Λ 值,色散参量 D 随波长的变化关系[84]。注意,即使在 d 和 Λ 变化很小时,GVD 的改变量也相当大。这一特性表明,与锥形光纤相比,微结构光纤能允许更多的色散修饰。这种光纤的零色散波长可随 d 和 Λ 的变化而在 0.5~1.5 μm 这一宽范围内变化。图 11.14 的一个重要特点是,这种光纤表现出两个零色散波长,其中一个在可见光区,而另

一个零色散波长超过 1 μm,这样在两者之间的频谱区域,光纤表现为反常 GVD。在第 12 章中将会看到,这一特性可用来观察许多新型的非线性效应。

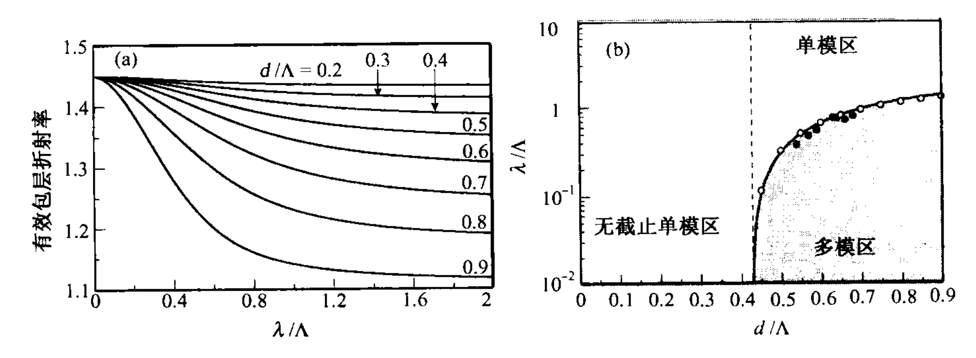


图 11.13　(a) PCF 的有效包层折射率随 λ/Λ 的变化关系;(b) PCF 的三个工作区,实线对应条件 $V_{eff}=2.405$,空心圆圈和实心圆圈分别给出数值模拟和实验数据[84]

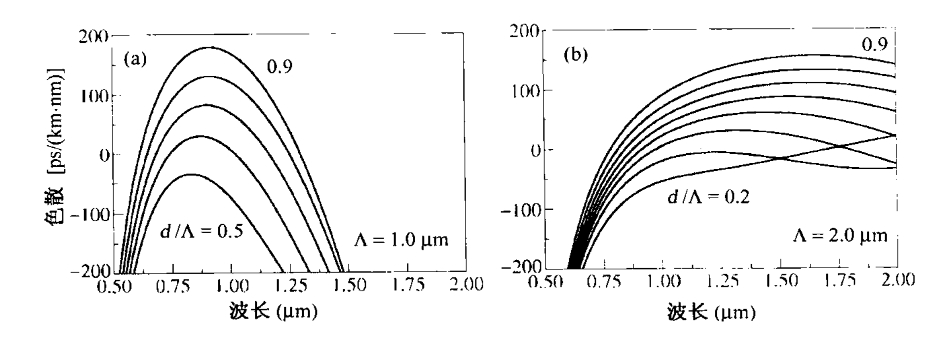


图 11.14　当 Λ 分别为 1 μm 和 2 μm 时,具有不同 d/Λ 值的 PCF 的色散随波长 λ 的变化[84]

11.3 节中讨论的熔融拉锥技术已经用来减小 PCF 的芯径[85~87]。这种技术的主要优点是,如果在拉锥过程中能够保证包层中的空气孔结构不至于塌陷,那么利用它能改变 PCF 的色散和非线性特性。实际上,在保证空气孔不塌陷的前提下,可以将纤芯尺寸和孔直径减小到原来的一半。即使这种微小的变化,也可以显著改变大多数微结构光纤的特性,这是因为微结构光纤的色散特性对空气孔的尺寸和间距极为敏感。

11.5　非石英光纤

由于石英光纤的 n_2 值相当小,因此已用几种高非线性玻璃来制造光纤[88~102]。这些材料主要包括硅酸铅、硫化物、氧化碲和氧化铋。本节将回顾一下到目前为止,在实现较大非线性参量 γ 值方面所取得的进展。

众所周知,不同玻璃的非线性折射率系数 n_2 与材料的线性折射率 n_d 成正比,因为两者都取决于材料的密度;1978 年,首次提出了这二者之间的经验关系[28]。对各种不同的玻璃,图 11.15 给出了这一经验关系[101]。如图所示,因玻璃材料和成分而异,n_2 值几乎能够变化 1000 倍。折射率为 1.45 的石英玻璃仅处在这个范围的低值端,n_2 的最大值是在重金属掺杂氧化物玻璃 GLS 中实现的[101],GLS 由 Ga_2S_3(65 mol%),La_2S_3(32 mol%)和 La_2O_3(3 mol%)构成。

早在 1990 年就对硅酸铅光纤的 n_2 值进行了测量[88],其大小接近 2×10^{-19} m²/W,后来的研究进展使此种光纤的 n_2 值增加一倍。例如,在 1.06 μm 波长处测量 Schott SF57 玻璃的 n_2 值为

4.1×10^{-19} m²/W。近几年来，这种硅酸铅玻璃已被用于制造微结构(多孔)光纤[100]。为此可使用挤压法，因为这种玻璃的软化温度相对较低(约为 500℃)。γ 值取决于光纤的设计，可利用细纤芯来增大 γ 值。2003 年，实验测得芯径为 1.7 μm 且 $A_{\text{eff}}=2.6\ \mu\text{m}^2$ 的多孔光纤的 γ 值为 640 W^{-1}/km，该值是通过测量 SPM 感应的非线性相移来估算的[103]。图 11.16(a)给出了对 37 cm 长的多孔光纤，测量到的非线性相移随输入功率的变化情况。图 11.16(b)给出了对两种不同芯径的多孔光纤，色散参量 D 随波长的变化关系。如图 11.16 所示，硅酸铅光纤的色散特性与石英光纤的类似。虽然块状 SF57 玻璃的零色散波长接近 2 μm，但是当 SF57 玻璃光纤的芯径减小到 2 μm 以下时，其零色散波长将小于 1.3 μm。

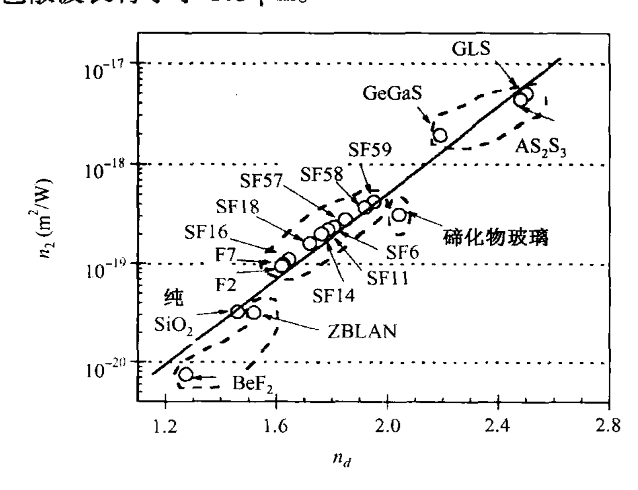


图 11.15　不同光学玻璃的非线性折射率系数和线性折射率，符号 F 和 SF 分别代表燧石玻璃和硅酸铅玻璃[101]

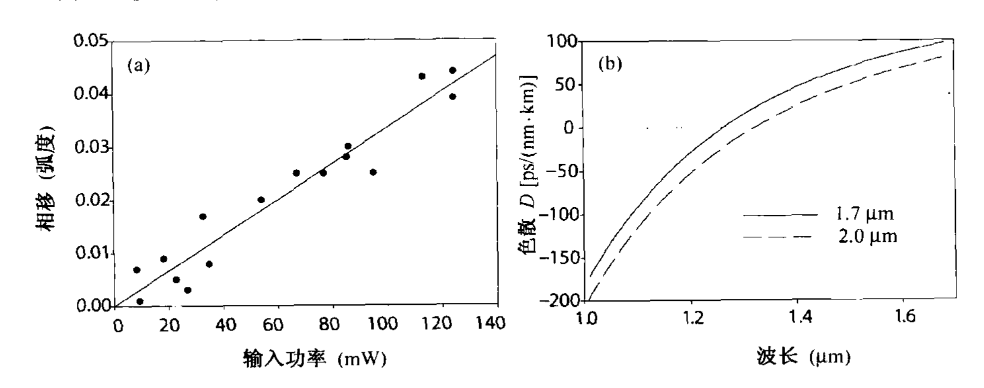


图 11.16　(a) SPM 感应相移随输入功率的变化(圆点)，实线是线性拟合结果；(b)对两个不同的芯径，色散参量 D 随波长的变化[103]

使用挤压法还可以制成包层几乎填满空气的多孔光纤。图 11.17(a)给出了芯径约为 950 nm 的多孔光纤横截面的扫描电子显微图[100]，插图给出了纤芯和包层区的细节，虚圆圈表示芯径为 950 nm 的纤芯。由于纤芯和包层的折射率差相对较大，光模被紧紧地限制在纤芯内。图 11.17(b)给出了横截面内的模场轮廓和强度等高线。由于这种细纤芯多孔光纤所用材料的 n_2 值是石英的 15 倍，因此当有效模场面积 A_{eff} 约为 1 μm² 时，光纤的非线性参量值能超过 1000 W^{-1}/km。据预测，当芯径为 500 nm 时，1.06 μm 波长处的 γ 值高达 6000 W^{-1}/km。

这种多孔光纤的色散特性还因芯径大小的不同而发生很大变化，而且需要用数值方法(如有限元法)进行研究[100]。图 11.18 给出了当芯径从 0.5 μm 变化到 1.4 μm 时，硅酸铅光纤的色

散参量 D 随波长的变化关系。为便于比较,同时给出了 SF57 块状玻璃的材料色散曲线。波导色散使零色散波长从 2 μm 移到 1 μm 附近;当芯径减小到 1 μm 以下时,它对色散曲线的形状也有较大影响。更特别的是,近似抛物线形状的色散曲线使光纤在两个零色散波长(ZDWL)之间的谱窗内表现为反常 GVD。与锥形光纤类似,当微结构光纤或多孔光纤的芯径减小到 600 nm 以下时,该谱窗就消失了。

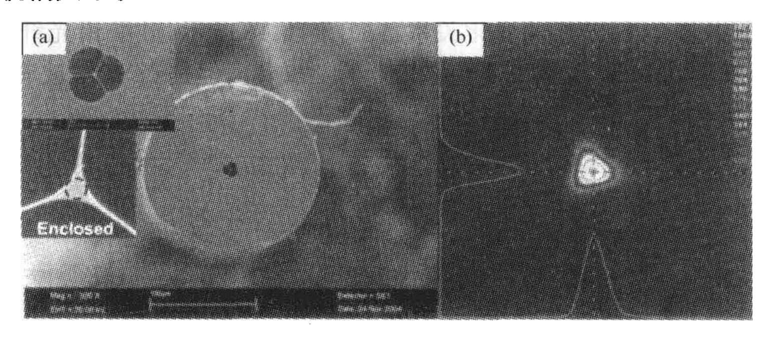


图 11.17 (a) 使用挤压法制造的多孔光纤横截面的扫描电子显微图;(b)测得的横截面内的模场轮廓和强度等高线[100]

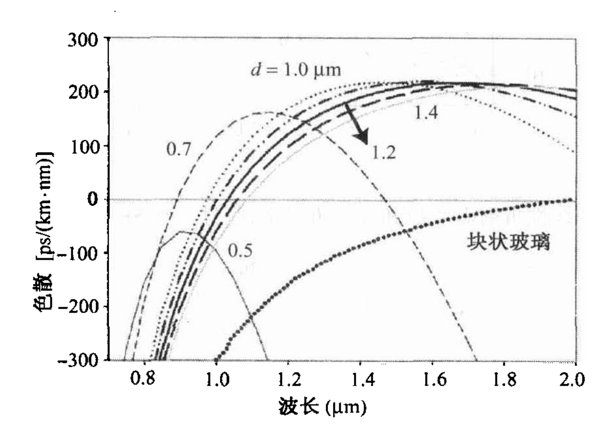


图 11.18 硅酸铅光纤的芯径从 0.5 μm 变化到 1.4 μm 时,色散参量 D 随波长的变化曲线。为便于比较,图中同时给出了SF57块状玻璃的色散曲线[100]

对基于 As-S-Se 玻璃的硫化物光纤来说,其 n_2 的测量值可以达到石英光纤的 1000 倍,这取决于光纤成分[91~98]。在 2000 年的一个实验中[95],测得 As_2Se_3 玻璃的 n_2 值是石英光纤的 500 倍。2004 年,更高纯度同种材料的 n_2 值增大到约 1000 倍[97]。

2004 年的一个实验使用了芯径为 7 μm 且有效模场面积约为 40 μm² 的 85 cm 长光纤。图 11.19 给出了在三个不同峰值功率下 3.2 ps 脉冲的 SPM 展宽频谱,以及在 1550 nm 波长附近泵浦同一根光纤时所测得的喇曼增益谱,观察到的频谱展宽与 $\gamma = 2450\ \mathrm{W^{-1}/km}$ 的值相符。利用 $A_{\mathrm{eff}} = 40\ \mu\mathrm{m}^2$,可以算出 n_2 值为 $2.4\times10^{-17}\ \mathrm{m^2/W}$,是石英光纤 n_2 值的 1000 倍。同时,当泵浦波长在 1550 nm 附近时,这种材料的喇曼增益系数 g_R 约为 5.1×10^{-11} m/W,该值约为石英光纤的 800 倍。

尽管硫化物光纤的损耗相对较高,但由于其具有高非线性特性,因此在与非线性光纤光学有关的应用中引起相当大的关注。利用这种光纤制作光纤光栅和非线性开关,可以大幅度减小所需的泵浦功率[92]。另外,通过减小芯径和采用包层带有空气孔的微结构,可以进一步增大 γ 值。2000 年,通过在玻璃中掺杂镓和镧硫化物成分,制成了硫化物多孔光纤[79]。

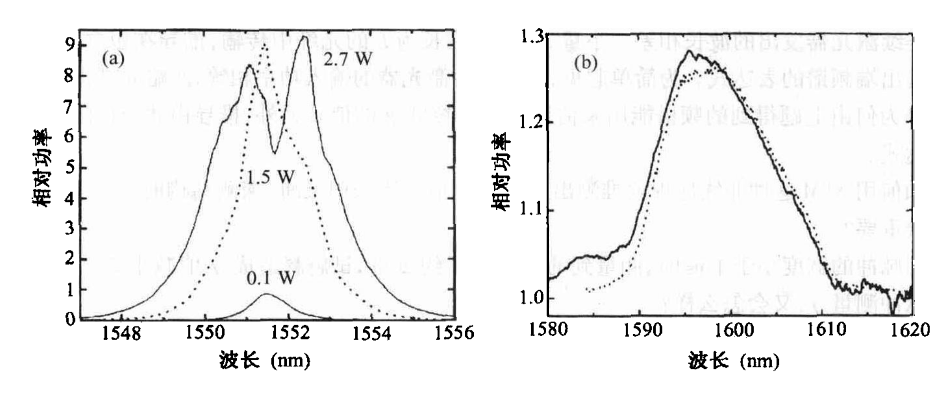
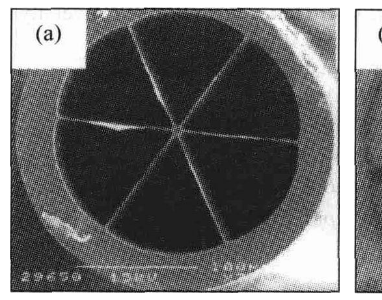


图 11.19　(a) 3.2 ps 脉冲分别在 0.1 W,1.5 W 和 2.7 W 峰值功率下的 SPM 展宽频谱;(b) 在1550 nm附近泵浦同一光纤时测得的喇曼增益谱[97]

碲化物玻璃的 n_2 值约为 2.5×10^{-19} m²/W,差不多是石英光纤的 10 倍[89]。同时,其峰值喇曼增益可达到石英玻璃的 30 倍[104]。在 2003 年的一个实验中[105],利用含有 5% Na_2CO_3,20% ZnO 和 75%空点距离 TeO_2 的碲化物玻璃制成了微结构光纤,图 11.20 给出了这种光纤的横截面和用显微镜观察到的传输视图。光纤芯径为 7 μm,由于纤芯被 100 nm 粗的细线吊着,它几乎完全被空气环绕,导致光模受到很强的限制,有效模场面积也仅为 21.2 μm²。这种光纤的 γ 值估计为48 W^{-1}/km。对于另一种 $A_{eff}=2.6$ μm² 的碲化物光纤,γ 的测量值为 580 W^{-1}/km,同时保证光纤在 1050 nm 波长附近支持单模传输[101]。



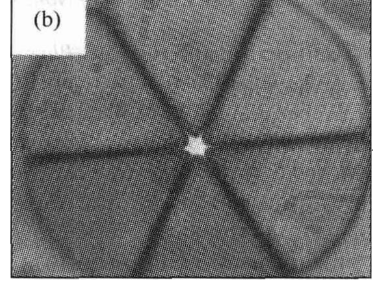


图 11.20　(a) 利用碲化物玻璃制成的微结构光纤的横截面;(b) 用显微镜观察到的传输视图[105]

近几年来,铋氧化物(Bi_2O_3)光纤已经引起了人们的极大关注[106~109]。2002 年,这种光纤的非线性参量 γ 的值达到 64.2 W^{-1}/km[99]。到 2004 年,当铋氧化物光纤的芯径减小到 1.7 μm 时,1.55 μm 波长处的 γ 值达到 1360 W^{-1}/km[106]。纤芯和包层的折射率分别为 2.22 和 2.13,数值孔径为 0.6。这种 Bi_2O_3 光纤的有效模场面积估计只有 3.3 μm²,n_2 值约为 1.1×10^{-18} m²/W,大约是石英光纤的 50 倍,只需 1 m 长的这种高非线性光纤就可制成工作在 80 Gbps 速率的四波混频波长变换器[107]。由于铋氧化物光纤的高非线性特征,它们正在包括超连续谱产生在内的多个领域中得到广泛应用[108],这一课题将在第 12 章中讨论。

习题

11.1　光纤折射率可以记为 $n=n_0+n_2I$,式中 $n_0=1.45$,$n_2=2.7\times10^{-20}$ m²/W,I 是光强。折射率用电场表示为 $n=n_0+n_2^E|E|^2$,试求 n_2^E 的大小。

11.2 两台连续激光器发出的波长相差一小量 $\Delta\lambda$ 的光在长为 L 的光纤中传输，推导在包含 SPM 感应相移后光纤输出端频谱的表达式。为简单起见，假设两台激光器的输入功率相等，忽略光纤损耗和色散。

11.3 试解释为何由上题得到的频谱能用来估计非线性参量 γ 的值。另外，推导由式(11.1.5)给出的功率比的表达式。

11.4 讨论如何用 XPM 这种非线性现象推测出光纤的 γ 值。当采用泵浦-探测结构时，为什么对泵浦波退偏振比较重要？

11.5 当所用脉冲的宽度小于 1 ns 时，测量到的 γ 值小了约 20%，试解释造成 γ 值减小的物理过程。若采用飞秒脉冲测量 γ，又会怎么样？

11.6 通过将石英包层光纤的芯径减小到 1 μm 以下，不可能实现大 γ 值，试解释其原因。利用 $A_{\text{eff}}=\pi w^2$，式中 $w=a/\sqrt{\ln V}$，证明当 $V=\sqrt{e}$时，γ 达到最大值，其中光纤 V 参量的定义见式(11.2.1)。

11.7 对空气包层的锥形光纤，利用 $n_1=1.45$，$n_c=1$ 和 $a=1$ μm 解本征值方程(2.2.8)，绘出 0.4～2 μm 波长范围内的 $\beta(\omega)$曲线。另外，绘出这一波长范围内的二阶和三阶色散曲线，找到该光纤的零色散波长。

11.8 对芯径小于 1 μm 的锥形光纤，重复上题，绘出类似图 11.9(b)所示的色散曲线。

11.9 利用 $\exp(-\rho^2/w^2)$形式的高斯形模场分布曲线，其中 $w=a/\sqrt{\ln V}$，a 是纤芯半径，推导锥形光纤中用 V 参量表示的 γ 的表达式。证明当光纤设计成 $V\approx1.85$ 时，γ 达到最大值。

11.10 试解释纤芯由石英制成或含有空气两种情形下的微结构光纤的模限制机制。当包层含有周期性阵列的空气孔时，在第二种情形下是如何限制光的？

参考文献

[1] P. N. Butcher and D. N. Cotter, *The Elements of Nonlinear Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1990), Appendix 5.
[2] A. Owyoung, R. W. Hellwarth, and N. George, *Phys. Rev. B* **5**, 628 (1972).
[3] A. Owyoung, *IEEE J. Quantum Electron.* **9**, 1064 (1973).
[4] D. Milam and M. J. Weber, *J. Appl. Phys.* **47**, 2497 (1976).
[5] M. J. Weber, D. Milam, and W. L. Smith, *Opt. Eng.* **17**, 463 (1978).
[6] R. Adair, L. I. Chase, and S. A. Payne, *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 875 (1987).
[7] M. Asobe, K. Suzuki, T. Kanamori, and K. Kubodera, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1153 (1992).
[8] D. Milam, *Appl. Opt.* **37**, 546 (1998).
[9] R. H. Stolen and C. Lin, *Phys. Rev. A* **17**, 1448 (1978).
[10] G. P. Agrawal, in *Properties of Glass and Rare-Earth Doped Glasses for Optical Fibers*, D. Hewak, Ed. (INSPEC, IEE, London, UK, 1998), pp. 17–21.
[11] M. Monerie and Y. Durteste, *Electron. Lett.* **23**, 961 (1987).
[12] L. Prigent and J. P. Hamaide, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 1092 (1993).
[13] K. S. Kim, R. H. Stolen, W. A. Reed, and K. W. Quoi, *Opt. Lett.* **19**, 257 (1994).
[14] Y. Namihira, A. Miyata, and N. Tanahashi, *Electron. Lett.* **30**, 1171 (1994).
[15] T. Kato, Y. Suetsugu, M. Takagi, E. Sasaoka, and M. Nishimura, *Opt. Lett.* **20**, 988 (1995).
[16] M. Artiglia, E. Ciaramella, and B. Sordo, *Electron. Lett.* **31**, 1012 (1995).
[17] M. Artiglia, R. Caponi, F. Cisternino, C. Naddeo, and D. Roccato, *Opt. Fiber Technol.* **2**, 75 (1996).
[18] A. Boskovic, S. V. Chernikov, J. R. Taylor, L. Gruner-Nielsen, and O. A. Levring, *Opt. Lett.* **21**, 1966 (1996).
[19] A. Fellegara, M. Artiglia, S. B. Andereasen, A. Melloni, F. P. Espunes, and M. Martinelli, *Electron. Lett.* **33**, 1168 (1997).
[20] R. H. Stolen, W. A. Reed, K. S. Kim, and G. T. Harvey, *J. Lightwave Technol.* **16**, 1006 (1998).
[21] T. Omae, K. Nakajima, and M. Ohashi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 571 (2001).
[22] D. Monzón-Hernández, A. N. Starodumov, Yu. O. Barmenkov, I. Torres-Gómez, and F. Mendoza-Santoyo, *Opt. Lett.* **23**, 1274 (1998).

[23] C. Vinegoni, M. Wegumuller, and N. Gisin, *Electron. Lett.* **36**, 886 (2000).
[24] K. Li, Z. Xiong, G. D. Peng, and P. L. Chu, *Opt. Commun.* **136**, 223 (1997).
[25] T. Kato, Y. Suetsugu, and M. Nishimura, *Opt. Lett.* **20**, 2279 (1995).
[26] A. Wada, S. Okude, T. Sakai, and R. Yamauchi, *Electron. Commun. Jpn., Part I* **79**, 12 (1996).
[27] K. Nakajima and M. Ohashi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 492 (2002).
[28] N. L. Boling, A. J. Glass, and A. Owyoung, *IEEE J. Quantum Electron.* **14**, 601 (1978).
[29] S. V. Chernikov and J. R. Taylor, *Opt. Lett.* **21**, 1559 (1996).
[30] F. A. Oguama, H. Garcia, and A. M. Johnson, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 426 (2005).
[31] A. Martínez-Rios, A. N. Starodumov, Y. O. Barmenkov, V. N. Filippov, and I. TorresGomez, *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 794 (2001).
[32] E. L. Buckland and R. W. Boyd, *Opt. Lett.* **21**, 1117 (1996).
[33] E. L. Buckland and R. W. Boyd, *Opt. Lett.* **22**, 676 (1997).
[34] A. Fellegara, A. Melloni, and M. Martinelli, *Opt. Lett.* **22**, 1615 (1997).
[35] A. Melloni, M. Martinelli, and A. Fellegara, *Fiber Integ. Opt.* **18**, 1 (1999).
[36] C. Mazzali, D. F. Grosz, and H. L. Fragnito, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 251 (1999).
[37] A. Fellegara, A. Melloni, and P. Sacchetto, *Opt. Commun.* **162**, 333 (1999).
[38] S. Smolorz, F. Wise, and N. F. Borrelli, *Opt. Lett.* **24**, 1103 (1999).
[39] T. Okuno, M. Onishi, T. Kashiwada, S. Ishikawa, and M. Nishimura, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **5**, 1385 (1999).
[40] T. Morioka, S. Kawanishi, K. Mori, and M. Saruwatari, *Electron. Lett.* **30**, 790 (1994).
[41] T. Okuno, M. Onishi, and M. Nishimura, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **34**, 72 (1998).
[42] P. B. Hansen, G. Jacobovitz-Veselka. L. Gruner-Nielsen, and A. J. Stentz, *Electron. Lett.* **34**, 1136 (1998).
[43] Y. Emori, Y. Akasaka, and S. Namiki, *Electron. Lett.* **34**, 2145 (1998).
[44] K. Mori, H. Takara, and S. Kawanishi, *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 1780 (2001).
[45] T. Okuno, M. Hirano, T. Kato, M. Shigematsu, and M. Onishi, *Electron. Lett.* **39**, 972 (2003).
[46] J. W. Nicholson, A. K. Abeeluck, C. Headley, M. F. Yan, and C. G. Jørgensen, *Appl. Phys. B* **77**, 211(2003).
[47] K.-W. Chung and S. Yin, *Microwave Opt. Tech. Lett.* **40**, 153 (2004).
[48] A. Zheltikov, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 1100 (2005).
[49] A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory* (Kluwer Academic, Boston, 1983).
[50] P. Dumais, F. Gonthier, S. Lacroix, J. Bures, A. Villeneuve, P. G. J. Wigley, and G. I. Stegeman, *Opt. Lett.* **18**, 1996 (1993).
[51] T. A. Birks, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **25**, 1415 (2000).
[52] J. M. Harbold, F. O. Ilday, F. W. Wise, T. A. Birks, W. J. Wadsworth, and Z. Chen, *Opt. Lett.* **27**, 1558, (2000).
[53] J. Teipel, K. Franke, D. Trke, F. Warken, D. Meiser, M. Leuschner, and H. Giessen, *Appl.Phys. B* **77**, 245 (2003).
[54] F. Lu and W. H. Knox, *Opt. Express* **12**, 347 (2004).
[55] M. A. Foster and A. L. Gaeta, *Opt. Express* **12**, 3137 (2004).
[56] D. C. Johnson, B. S. Kawasaki, and K. O. Hill, *Fiber Integ. Opt.* **3**, 263 (1980).
[57] H. Yokota, E. Sugai, and Y. Sasaki, *Opt. Rev.* **4**, 104(1997).
[58] T. E. Dimmick, G. Kakarantzas, T. A. Birks, and P. St. J. Russell, *Appl. Opt.* **38**, 6845 (1999).
[59] G. Kakarantzas, T. E. Dimmick, T. A. Birks, R. Le Roux, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **26**, 1137 (2001).
[60] L. M. Tong, R. R. Gattass, J. B. Ashcom, S. L. He, J. Y. Lou, M. Y. Shen, I. Maxwell, and E. Mazur, *Nature* **426**, 816 (2003).
[61] L. M. Tong, J. Y. Lou, and E. Mazur, *Opt. Express* **12**, 1025 (2004).
[62] S. Leon-Saval, T. Birks, W. Wadsworth, P. St. J. Russell, and M. Mason, *Opt. Express* **12**, 2864 (2004).
[63] M. A. Foster, K. D. Moll, and A. L. Gaeta, *Opt. Express* **12**, 2880 (2004).
[64] C. M. B. Cordeiro, W. J. Wadsworth, T. A. Birks, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **30**, 1980 (2005).
[65] R. Zhang, J. Teipel, X. Zhang, D.r Nau, and H. Giessen, *Opt. Express* **12**, 1700 (2004).
[66] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, *Opt. Lett.* **21**, 1547 (1996).
[67] N. G. R. Broderick, T. M. Monro, P. J. Bennett, and D. J. Richardson, *Opt. Lett.* **24**, 1395 (1999).
[68] J. Broeng, D. Mogilevstev, S. B. Barkou, and A. Bjarklev, *Opt. Fiber Technol.* **5**, 305 (1999).
[69] B. J. Eggleton, C. Kerbage, P. S. Westbrook, R. S. Windeler, and A. Hale, *Opt. Express* **9**, 698 (2001).
[70] T. P. White, R. C. McPhedran, C. M. de Sterke, L. C. Botten, and M. J. Steel, *Opt. Lett.* **26**, 1660 (2001).

[71] J. K. Ranka and A. L. Gaeta, in *Nonlinear Photonic Crystals*, R. E Slusher and B. J. Eggleton, Eds. (Springer, New York, 2003).
[72] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, P. J. Roberts, and D. C. Allan, *Science* **285**, 1537 (1999).
[73] P. St. J. Russell, *Science* **299**, 358 (2003).
[74] F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, and P. St. J Russell, *Science* **298**, 399 (2002).
[75] V. Finazzi, T. M. Monro, and D. J. Richardson, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 1427 (2003).
[76] K. Nakajima, J. Zhou, K. Tajima, K. Kurokawa, C. Fukai, and I. Sankawa, *J. Lightwave Technol.* **17**, 7 (2005).
[77] D. Mogilevtsev, T. A. Birks, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **23**, 1662 (1998).
[78] A. Ferrando, E. Silvestre, J. J. Miret, P. Andrés, and M. V. Andrés, *Opt. Lett.* **24**, 276 (1999).
[79] T. M. Monro, D. J. Richardson, N. G. R. Broderick, and P. J. Bennett, *J. Lightwave Technol.* **18**, 50 (2000).
[80] F. Brechet, J. Marcou, D. Pagnoux, and P. Roy, *Opt. Fiber Technol.* **6**, 181 (2000).
[81] N. A. Mortensen, *Opt. Express* **10**, 341 (2002).
[82] Z. Zhu and T. G. Brown, *Opt. Express* **8**, 547 (2001); *Opt. Commun.* **206**, 333 (2002).
[83] M. Koshiba and K. Saitoh, *Opt. Express* **11**, 1746 (2003).
[84] K. Saitoh and M. Koshiba, *J. Lightwave Technol.* **23**, 3580 (2005).
[85] E. C. Mägi, P. Steinvurzel, and B. J. Eggleton, *Opt. Express* **12**, 776 (2004).
[86] H. C. Nguyen, B. T. Kuhlmey, E. C. Mägi, M. J. Steel, P. Domachuk, C. L. Smith, and B. J. Eggleton, *Appl. Phys. B* **81**, 377 (2005).
[87] W. J. Wadsworth, A. Witkowska, S. G. Leon-Saval, and T. A. Birks, *Opt. Express* **13**, 6541 (2005).
[88] M. A. Newhouse, D. L. Weidman, and D. W. Hall, *Opt. Lett.* **15**, 1185 (1990).
[89] J. S. Wang, E. M. Vogel and E. Snitzer, *Opt. Mat.* **3** 187 (1994).
[90] I. Kang, T. D. Krauss, F. W. Wise, B. G. Aitken, and N. F. Borrelli, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 2053 (1995).
[91] M. Asobe, T. Kanamori, and K. Kubodera, *IEEE J. Quantum Electron.* **29**, 2325 (1993).
[92] M. Asobe, *Opt. Fiber Technol.* **3**, 142 (1997).
[93] S. Smolorz, I. Kang, F. Wise, B. G. Aitken, and N. F. Borrelli, *J. Non-Crystal. Solids* **256**, 310 (1999).
[94] T. Cardinal, K. A. Richardson, H. Shim, A. Schulte, R. Beatty, K. Le Foulgoc, C. Meneghini, J. F. Viens, and A. Villeneuve, *J. Non-Crystal. Solids* **256**, 353 (1999).
[95] G. Lenz, J. Zimmermann, T. Katsufuji, M. E. Lines, H. Y. Hwang, S. Spalter, R. E. Slusher, S. W. Cheong, J. S. Sanghera, and I. D. Aggarwal, *Opt. Lett.* **25**, 254 (2000).
[96] T. M. Monro, Y. D. West, D. W. Hewak, N. G. R. Brodcrick, and D. J. Richardson, *Electron. Lett.* **36**, 1998 (2000).
[97] R. E. Slusher, G. Lenz, J. Hodelin, J. Sanghera, L. B. Shaw, and I. D. Aggarwal, *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 1146 (2004).
[98] L. B. Fu, M. Rochette, V. G. Ta'eed, D. J. Moss, and B. J. Eggleton, *Opt. Express* **13**, 7637 (2005).
[99] K. Kikuchi, K. Taira, and N. Sugimoto, *Electron. Lett.* **38**, 166 (2002).
[100] J. Y. Y. Leong, P. Petropoulos, J. H. V. Price, H. Ebendorff-Heidepriem, S. Asimakis, R. C. Moore, K. E. Frampton, V. Finazzi, X. Feng, T. M. Monro, and D. J. Richardson, *J. Lightwave Technol.* **24**, 183 (2006).
[101] X. Feng, A. K. Mairaj, D. W. Hewak, and T. M. Monro, *J. Lightwave Technol.* **23**, 2046 (2005).
[102] X. Feng, T. M. Monro, V. Finazzi, R. C. Moore, K. Frampton, P. Petropoulos, and D. J. Richardson, *Electron. Lett.* **41**, 835 (2005).
[103] P. Petropoulos, H. Ebendorff-Heidepriem, V. Finazzi, R. C. Moore, K. Frampton, D. J. Richardson, and T. M. Monro, *Opt. Express* **11**, 3568 (2003).
[104] R. Stegeman, L. Jankovic, H. Kim, C. Rivero, G. Stegeman, K. Richardson, P. Delfyett, Y. Guo, A. Schulte, and T. Cardinal, *Opt. Lett.* **28**, 1126 (2003).
[105] V. V. R. K. Kumar, A. K. George, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *Opt. Express* **11**, 2641 (2003).
[106] N. Sugimoto, T. Nagashima, T. Hasegawa, S. Ohara, K. Taira, and K. Kikuchi, in *Optical fiber Commun. Conf. Digest* (Optical Society of America, Washington, DC, 2004), Paper PDP26.
[107] J. H. Lee, K. Kikuchi, T. Nagashime, T. Hasegawa, S. Ohara, and N. Sugimoto, *Opt. Express* **13**, 3144 (2005).
[108] J. T. Gopinath, H. M. Shen, H. Sotobayashi, E. P. Ippen, T. Hasegawa, T. Nagashima, and N. Sugimoto, *J. Lightwave Technol.* **23**, 3591 (2005).
[109] J. H. Lee, T. Nagashima, T. Hasegawa, S. Ohara, N. Sugimoto, and K. Kikuchi, *J. Lightwave Technol.* **24**, 22 (2006).

第 12 章 新型非线性现象

随着在第 11 章中讨论的高非线性光纤的出现，实验中观察到更多的非线性现象，如超连续谱产生和喇曼感应频移，后者可实现对锁模激光器波长的调谐。这些非线性现象使光纤在诸如高精度计量学和光学相干层析等领域有了更多新的应用。本章主要介绍近几年引起广泛关注的几种新型非线性效应。

12.1 节 回顾 5.5 节曾讨论过的喇曼感应频移。结果显示，通过适当设计高非线性光纤，喇曼感应频移既能得到增强，也能得到抑制。

12.2 节 讨论实际中如何应用高非线性光纤的色散修饰来增强四波混频(FWM)效应。

12.3 节 介绍超连续谱的产生，重点阐述其产生的物理过程。

12.4 节 主要介绍超连续谱的时域、频域、偏振和相干特性，并采用数值模拟方法理解其基本的物理过程。

12.5 节 介绍光纤中谐波的产生，重点阐述二次谐波和三次谐波的产生。

12.1 脉冲内喇曼散射

正如 5.5.4 节所讨论的，由于脉冲内喇曼散射，超短脉冲的频谱移向更长波长(红移)。这种频移是 1985 年前后最早在孤子领域中注意到的，称为孤子自频移[1]。在 4.4.3 节中使用喇曼感应频移(RIFS)这个名称，是因为即使在不能形成孤子的光纤正常 GVD 区，仍能产生这种频移[2]。20 世纪 90 年代，就已发现高非线性光纤中孤子的 RIFS 非常大。后来的实验表明，在一定条件下还可以抑制 RIFS。本节主要讲述脉冲内喇曼散射的新进展。

12.1.1 增强的 RIFS 和波长调谐

在 1986 年的一个实验中[1]，将 560 fs 光脉冲以孤子形式在 0.4 km 长的光纤中传输，发现由于 RIFS，其频谱位移了.8 THz。不久以后发现，高阶孤子分裂能产生这种通常称为喇曼孤子的频移脉冲[3]。尽管喇曼孤子的特性在 20 世纪 90 年代即得到重视[4~9]，但直到 1999 年之后，RIFS 才用来产生只需简单地在微结构光纤或其他细纤芯光纤中传输即可实现的具有宽波长调谐范围的飞秒脉冲[10~21]。

5.5.4 节的理论可用来研究 RIFS 是如何随脉冲和光纤参量变化的。一般来说，当输入功率为 $P(t)=P_0\mathrm{sech}^2(t/T_0)$ 的脉冲入射到光纤中时，要用式(5.5.17)。只有在光纤中传输的是基阶孤子且损耗可忽略的情况下，才能用式(5.5.19)。若引入 $\Delta\nu_R=\Omega_p/(2\pi)$，则 RIFS 以下面的方式沿光纤长度线性增长：

$$\Delta\nu_R(z)=-\frac{4T_R|\beta_2|z}{15\pi T_0^4}=-\frac{4T_R(\gamma P_0)^2z}{15\pi|\beta_2|} \qquad (12.1.1)$$

式中,利用了基阶孤子条件 $N=\gamma P_0 T_0^2/|\beta_2|=1$。喇曼参量 T_R 由式(2.3.42)定义,约等于 3 fs。式(12.1.1)表明,RIFS 以 T_0^{-4} 随孤子宽度 T_0 变化,或与非线性参量 γ 和峰值功率 P_0 的二次方成正比。这种 $\Delta\nu_R$ 与孤子峰值功率的二次方关系,最初是在 1986 年的实验中观测到的[1]。

由式(12.1.1)可知,当脉宽更小且峰值功率更高的脉冲在高非线性光纤中传输时,可使 RIFS 增大。利用非线性长度的定义 $L_{NL}=(\gamma P_0)^{-1}$,可以得出 RIFS 正比于 L_{NL}^{-2}的结论。例如,对 $P_0=100$ W 的 100 fs(指的是 FWHM)输入脉冲,若用 $\beta_2=-30\ \text{ps}^2/\text{km}$,$\gamma=100\ \text{W}^{-1}/\text{km}$ 和 $L_{NL}=10$ cm 的高非线性光纤,则频谱在光纤内以大约 1 THz/m 的速率位移。在这种条件下,若脉冲在传输过程中能保持 $N=1$ 的基阶孤子条件,则通过 50 m 长光纤后,其频谱可位移 50 THz。

在 2001 年的一个实验中[13],将波长为 1300 nm 的 200 fs 脉冲入射到芯径为 3 μm 的 15 cm 长锥形光纤中,实现了更大的 RIFS。图 12.1 给出了实验测量到的输出频谱和自相关迹,以及通过数值方法求解 NLS 方程(2.3.43)得到的模拟结果。数值模拟用到的参量值与实验值一致,即 $L_{NL}=0.6$ cm,$L_D=20$ cm 和 $T_R=3$ fs。同时,利用 $L'_D=25$ m 将三阶色散的影响包含在内。本实验中,在 15 cm 长度上产生的频移为 45 THz,即速率为 3 THz/cm,该值比式(12.1.1)的期望值大得多。这一差异的产生是因为在实验条件下,孤子阶数 N 已大于 1,输入脉冲一开始就以高阶孤子形式在光纤中传输。

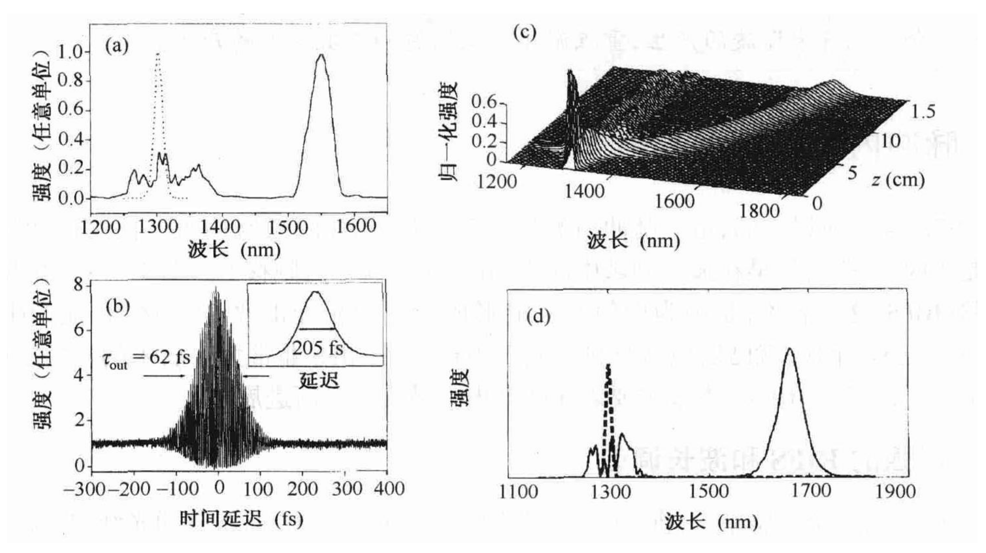


图 12.1 在锥形光纤输出端测得的喇曼孤子的(a)频谱和(b)自相关迹,以及数值模拟得到的(c)脉冲频谱演化过程和(d)输出频谱。虚线表示输入频谱[13]

图 12.1 的定性特征可以由 5.5.4 节中讨论的孤子分裂来理解。对非整数值的 N,孤子阶数 $\bar{N}$ 为最接近 N 的整数值。这种高阶孤子的分裂将产生具有不同宽度和峰值功率的 $\bar{N}$ 个基阶孤子。利用逆散射法(见 5.2.1 节)得到的结果表明,分裂形成的基阶孤子的脉宽和峰值功率与 N 有以下关系[6]:

$$T_k=\frac{T_0}{2N+1-2k}\qquad P_k=\frac{(2N+1-2k)^2}{N^2}P_0 \tag{12.1.2}$$

式中,$k=1\sim\bar{N}$。例如,当 $N=2.1$ 时,分裂后形成的两基阶孤子的宽度分别为 $T_0/3.2$ 和 $T_0/1.2$。与宽孤子相比,窄孤子表现出大得多的 RIFS,这是因为 RIFS 以 T_0^{-4} 随孤子宽度 T_0 变化[见

式(12.1.1)]。例如,对于 $N=2.1$,窄孤子的增强因子约为 105,这一点与图 12.1 所示的喇曼孤子相符,其频谱位移了 250 nm,脉宽为 62 fs,约是 205 fs 输入脉宽的三分之一。数值模拟表明,孤子在锥形光纤中传输不到 2 cm 即会发生分裂。超短孤子的频谱会快速地移向红端,如式(12.1.1)所示。传输 15 cm 后,频谱已经位移到 1550 nm 附近。这一理论预期的行为与实验数据定性相符。

在 2002 年的一个实验中[16],使用了零色散波长(ZDWL)为 690 nm 的 60 cm 长光子晶体光纤。图 12.2 给出了当波长为 782 nm,重复频率为 48 MHz 且脉宽为 70 fs 的脉冲入射到该光纤中时,在不同平均功率水平下实验测量的输出频谱。当输入功率大到足以保证 $N>1$ 时,就会产生喇曼孤子,并且其波长因光纤中的 RIFS 而连续变化。随着输入功率的增大,光纤输出端的总频移也变大。输出频谱的形状大体呈双曲正割形,保持谱宽为 18 nm 几乎不变。输入能量的 70%都可以转换为喇曼孤子的能量。注意,当输入功率为 3.6 mW 时,出现了第二个喇曼孤子。如果输入脉冲的孤子阶数超过 2,就可以产生这个结果。通过优化光纤和脉冲参量值,可以实现更大的波长位移。在 2005 年的一个实验中[21],将掺镱光纤激光器产生的 2 ps 脉冲入射到芯径为 2 μm 的 1.5 m 长微结构光纤中,实现了波长在 1030 ~ 1330 nm 范围可调谐的全光纤飞秒脉冲光源。

图 12.2 只给出了输出脉冲的频谱。如图 5.21 所示,由于喇曼孤子的频谱发生红移,其群速度变小,结果喇曼孤子与输入脉冲分开。为能够同时观察到时域和频域特性,实际中常用频率分辨光学门(FROG)。更特别的是,为实现这一目的,使用了所谓的 X-FROG 法[22]。X-FROG 法通过非线性晶体中的和频过程实现短参考脉冲(带有可调谐时间延迟)和输出脉冲的互相关,并记录所得到的频谱。从数学意义上讲,这种互相关由下式给出:

$$S(\tau,\omega)=\left|\int_{-\infty}^{\infty}A(L,t)A_{\text{ref}}(t-\tau)\exp(i\omega t)\,dt\right|^2 \tag{12.1.3}$$

式中,$A(L,t)$为长为 L 的光纤输出端的脉冲振幅,$A_{\text{ref}}(t-\tau)$为被延迟一个可调谐量 τ 的参考脉冲的振幅。实际上,常选用输入脉冲本身的一部分作为参考脉冲。

在图 12.3 所示的另一种方法中,通过对输出脉冲滤波,提取出喇曼孤子作为实现互相关的参考脉冲[23]。该实验中,1556 nm 光纤激光器发出的 110 fs 脉冲入射到保偏色散位移光纤中(PM-DSF),这种 PM-DSF 在激光波长处的色散仅为 $-0.1\ \text{ps}^2/\text{km}$。输出光脉冲被分为两束,其中一束在到达 KTP 晶体之前通过一个低通滤波器(截止波长为 1600 nm)和一个延迟线。对一定范围内的时间延迟,用单色仪记录和频信号的频谱。

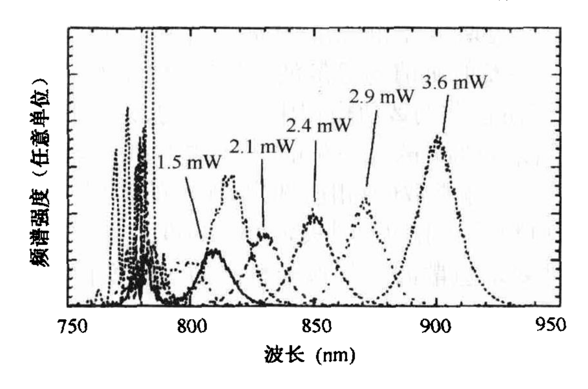


图 12.2　重复频率为 48 MHz 的 70 fs 脉冲入射到 60 cm长光子晶体光纤中时的输出频谱[16]

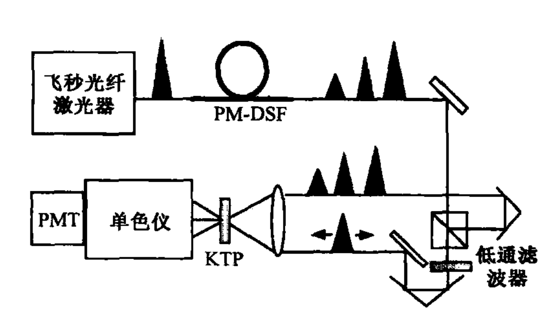


图 12.3　用于 X-FROG 测量的实验装置图,用低通滤波器对输出脉冲滤波后作为参考脉冲[23]

12.1.2 非孤子辐射

图 12.4 给出了当平均功率为 24 mW 且重复频率为 48 MHz 的 110 fs 脉冲入射到 10 m 和 180 m 光纤后,输出脉冲的 X-FROG 迹和频谱。对 10 m 长光纤的情形[见图 12.4(a)和图 12.4(c)],喇曼孤子与位于 1550 nm 附近的残余输入脉冲相比,其频谱移到 1650 nm 附近,并被延迟大约 3 ps。这一延迟是由伴随任意频移的群速度变化引起的。值得注意的一点是,在 1440 nm 附近出现了在时域上与喇曼孤子交叠且位于光纤正常 GVD 区的辐射。对 180 m 长光纤的情形[见图 12.4(b)和图 12.4(d)],喇曼孤子的频移甚至更大,其频谱已接近 1700 nm。喇曼孤子相对残余输入脉冲也被延迟了大约 200 ps(未在图 12.4 中标出)。此时正常 GVD 区的辐射出现在 1370 nm 附近,并在 4 ps 宽的窗口上进行了时域展宽。

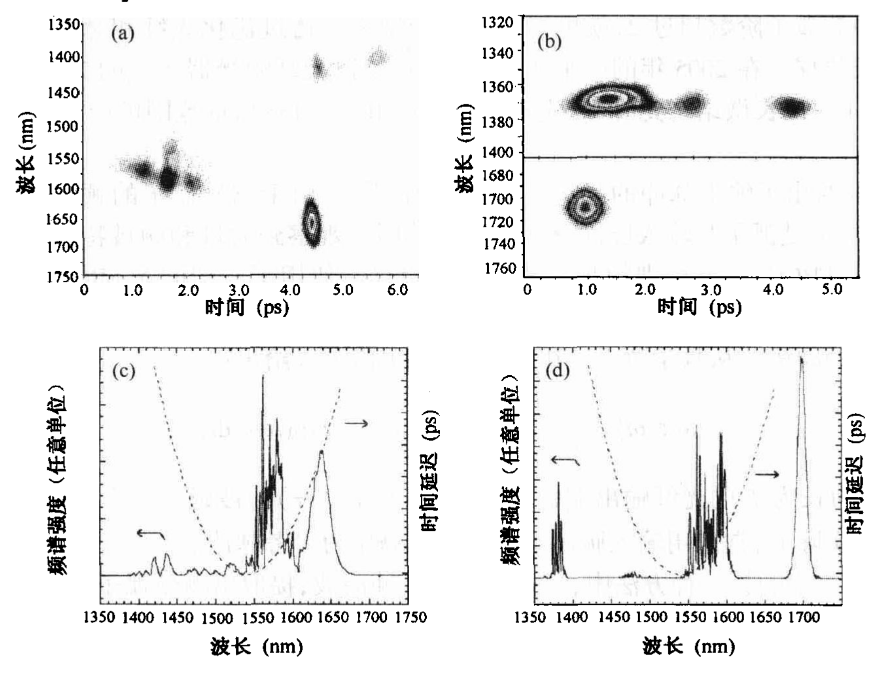


图 12.4 光纤长度为 10 m(左列)和 180 m(右列)时,X-FROG 迹(上行)和频谱(下行),虚线表示时间延迟随波长的变化[23]

重要的是什么过程产生了脉冲频谱短波长(反斯托克斯)一侧的频谱分量。结果是,通过分裂过程形成并被三阶或更高阶色散扰动的喇曼孤子,将发射所谓的色散波,其波长位于光纤正常色散区短波长一侧。这种辐射的存在最早是在对三阶色散的数值模拟中注意到的,并对其特性做了认真研究[24~27]。这种辐射称为切连科夫辐射(Cherenkov radiation)[26]或非孤子辐射(nonsolitonic radiation, NSR)[28]。NSR 的发射频率要使其传输常数(或相速度)与孤子的匹配。光纤中孤子和色散波之间的频移类似于块状介质中带电粒子发射切连科夫辐射的角度。

NSR 的波长简单地由相位匹配条件决定,该条件要求色散波以与孤子相同的相速度传输。考虑频率为 ω 的光波,其相位变化为$\phi=\beta(\omega)z-\omega t$。传输距离 z 后获得 $t=z/v_g$ 的时间延迟,NSR 和孤子相位分别由下式给出[28]:

$$\phi(\omega_d)=\beta(\omega_d)z-\omega_d(z/v_g) \tag{12.1.4}$$

$$\phi(\omega_s)=\beta(\omega_s)z-\omega_s(z/v_g)+\tfrac{1}{2}\gamma P_s z \tag{12.1.5}$$

式中，ω_d 和 ω_s 分别为色散波和孤子的频率，v_g 为孤子的群速度。式(12.1.5)中的最后一项是只有孤子才有的非线性相移，其起因与式(5.2.16)中的相位因子 $\exp(z/2L_D)$ 有关，其中 $L_D = L_{NL} = (\gamma P_s)^{-1}$。如果将 $\beta(\omega_d)$ 在 ω_s 附近用泰勒级数展开，则当频移 $\Omega_d = \omega_d - \omega_s$ 满足下式时，两相位实现匹配：

$$\sum_{m=2}^{\infty} \frac{\beta_m(\omega_s)}{m!}\Omega_d^m = \frac{1}{2}\gamma P_s \tag{12.1.6}$$

注意，P_s 为分裂后形成的喇曼孤子的峰值功率(不是输入脉冲的峰值功率)。类似地，式(12.1.6)中的色散参量 β_m 是孤子中心频率 ω_s 处的值。由于 RIFS 而使频率 ω_s 发生变化，因此色散波的频率也会随之变化。

由式(12.1.6)易见，若不考虑高阶色散项且 $\beta_2 < 0$，则关于频移 Ω_d 的解便不存在。但若考虑到三阶色散，就会得到三次多项式 $\beta_3\Omega_d^3 + 3\beta_2\Omega_d^2 - 3\gamma P_s = 0$，其近似解为[26]

$$\Omega_d \approx -\frac{3\beta_2}{\beta_3} + \frac{\gamma P_s \beta_3}{3\beta_2^2} \tag{12.1.7}$$

对在 $\beta_2 < 0$ 且 $\beta_3 > 0$ 的反常色散区传输的孤子，频移 Ω_d 是正的，结果 NSR 相对孤子以更高的频率(或更短的波长)发射。正如将在后面看到的，若 $\beta_3 < 0$ 则这一情况就会改变，NSR 将以比孤子更长的波长发射。还需要重点强调的是，若式(12.1.6)中的四阶和更高阶色散项不可忽略，则式(12.1.7)给出的频移只是近似值。

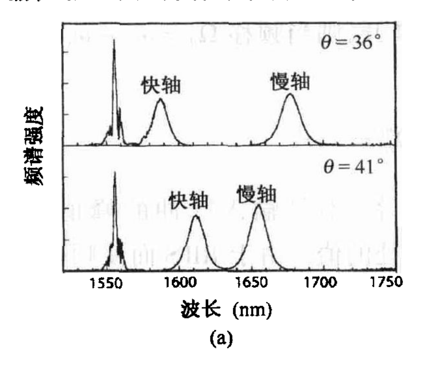
NSR 的群速度不必和喇曼孤子的群速度保持一致。但是，图 12.4 揭示出，不论是在较短还是在较长的光纤中，两者在时域上都会有交叠，这种交叠与前面在 6.5.2 节中的双折射光纤部分讨论过的孤子捕获现象有关。以不同速度传输的 NSR 和喇曼孤子一相互接近，就会通过 XPM 发生相互作用，这种相互作用改变了 NSR 的频谱，使两者开始以相同的速度传输。换句话说，喇曼孤子捕获了 NSR，拖着它一起向前传输。这种捕获现象在 2002 年的一个实验中观察到[29]，该实验首先将 NSR 和孤子用低通和高通光学滤波器分开，然后入射到 170 m 长的高非线性光纤中。由于孤子频谱通过 RIFS 发生位移，NSR 频谱也随之位移，最后两者以相同的速度传输。这种捕获机制还用在超快光开关中[30]。

12.1.3 双折射效应

当一线偏振脉冲与双折射光纤的慢轴成 θ 角入射时，会同时激发两个正交的偏振模，因此超短脉冲在双折射光纤中的传输将导致一些新型的非线性效应[31~34]。如果这两个偏振模式中的脉冲峰值功率不同，那么阶数参量 N 也会因此不同。结果，它们的分裂会产生具有不同脉宽的正交偏振喇曼孤子，同时它们的频谱也以不同的速度沿整个光纤位移。这样，单个光脉冲在非线性光纤的输出端会产生两个波长不同的喇曼孤子。

这一现象在 1999 年的实验中得到证实[31]。图 12.5(a)给出了当输入脉冲相对双折射为 7×10^{-4} 的 100 m 长保偏光纤的慢轴成两个不同角度偏振时，记录下的频谱图。在该实验中，将波长为 1556 nm，平均功率为 11.2 mW 且重复频率为 48 MHz 的 180 fs 脉冲入射到保偏光纤中。当 $\theta < 24°$ 时，只沿慢轴观测到一个喇曼孤子，这是因为沿快轴偏振的模功率太小，无法形成基阶孤子。当 $\theta = 36°$ 时，即可形成两个喇曼孤子，但由于沿快轴偏振的孤子的峰值功率更低，其频移要比沿慢轴偏振的孤子小得多。当 θ 进一步增大时，两个喇曼孤子的频谱更加靠近，并在 $\theta = 45°$ 时完全交叠。这些特征都可以凭直觉预测到。图 12.5(b)给出了两个喇曼孤子的波长随 $\theta/2$ 的变化

关系。当 $\theta > 66°$时,由于慢轴入射功率过小,仅沿快轴形成喇曼孤子。两个喇曼孤子在光纤中以不同的速度传输,当光纤双折射导致群延迟大于 3 ps/m 时,它们将以大于 320 ps 的间隔分开。



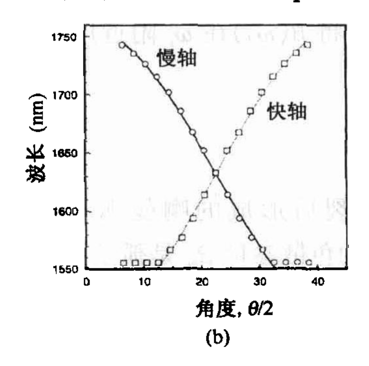


图 12.5 (a) 对于两个 θ 值,在 110 m 长光纤输出端的频谱,这说明形成了两正交偏振的喇曼孤子;(b) 测得的两孤子的波长随角度$\theta/2$的变化[31]

在 2002 年的一个实验中[32],使用低双折射光纤观测到这种双波长脉冲对的一个有趣特征。当两脉冲形成并通过 XPM 相互作用时,如果它们在时域上交叠,则较强的脉冲能够捕获较弱的脉冲。在这种捕获发生后,脉冲对以共同的群速度一起传输。图 12.6(a)给出了在双折射为 3×10^{-4}的 140 m 长光纤的输出端,捕获脉冲的 X-FROG 频谱。在该实验中,重复频率为 48 MHz 的 110 fs 脉冲在 1550 nm 附近的波长入射,并且脉冲的大部分能量分布在沿光纤慢轴偏振的模式中。如图 12.6(a)所示,这一模式的喇曼孤子的频谱中心在 1684 nm 附近。另一个模式由于其功率较低,频移量本应更小,但其频谱位于 1704 nm 附近。如此大的频移是由于较低能量的脉冲被孤子捕获的缘故。图 12.6(b)给出了在三个光纤长度下测量到的两个分量的波长。显然,一旦孤子捕获发生,两脉冲将一起移动,它们的频移量也相同。

图 12.6(b)的一个出乎意料的特征是,沿快轴偏振的捕获脉冲的功率沿光纤长度指数增长,这是因为沿慢轴偏振的孤子通过喇曼增益对捕获的脉冲有放大作用。孤子作为泵浦波,可将斯托克斯一侧距离孤子 20 nm 的捕获脉冲放大。即使对正交偏振的泵浦波,喇曼增益并不太大,但基于两个耦合广义 NLS 方程的数值模拟表明,孤子仍可以使捕获脉冲得到足够的放大,最终使放大脉冲的峰值功率可与孤子的峰值功率相比拟[32]。这种捕获机制通过有选择地从一个脉冲序列中“牵引”出一个脉冲,可以用于超快光开关[33]。

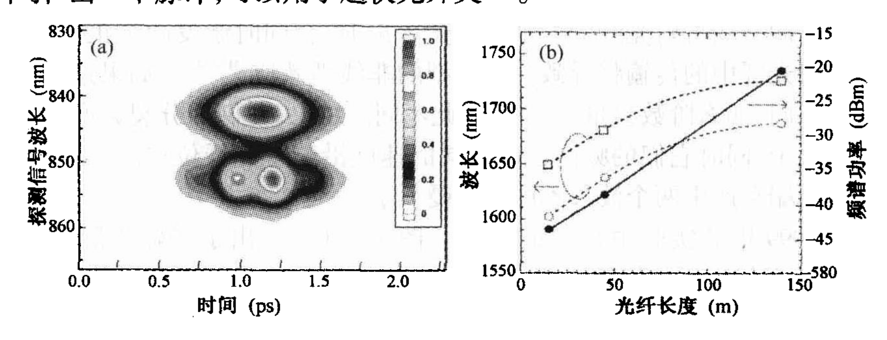


图 12.6 (a) 140 m 长光纤输出端的捕获脉冲的 X-FROG 频谱;(b) 对三个不同的光纤长度,测得的慢偏振分量(圆点)和快偏振分量(方块)的波长,实心圆圈表示中心波长处快偏振分量的功率[32]

上述方法可用于产生两个以上的喇曼孤子。其基本思想是从单一泵浦脉冲中产生多个具有不同峰值功率的脉冲。例如,如果将脉冲首先通过长度较短、芯径较大的高双折射率光纤(非

线性效应可以忽略),脉冲将分裂为两正交偏振的脉冲,其时间间隔由该光纤的双折射设定。然后将这两个脉冲入射到主轴与第一根光纤的主轴成一定角度的高非线性双折射光纤中,则每个脉冲都可以产生两个喇曼孤子,这样就形成了 4 个不同波长的孤子。利用时域复用或光纤的偏振模色散可产生具有不同振幅的某个脉冲的多个拷贝,而每个拷贝脉冲将在同一高非线性光纤中产生一个不同波长的喇曼孤子[34]。

12.1.4 喇曼感应频移的抑制

有人可能会问,在某些条件下,能否抑制孤子的喇曼感应频移。在喇曼感应频移发现不久,这一问题就引起了人们的关注。为解决这一问题,已经提出了几种方案[35~39]。1988 年,提出了用于抑制 RIFS 的孤子的限制带宽放大方案[35],并在 1989 年的一个实验中得到验证[37]。最近,已利用光子晶体光纤与众不同的色散特性来抑制 RIFS[39]。本节着重介绍后一种方案。

有些光子晶体光纤有两个零色散波长(即 GVD 参量 $\beta_2=0$),其中一个在可见光区,另一个在红外区。由 TOD 参量 β_3 决定的色散斜率在第一个零色散波长附近为正,而在第二个零色散波长附近为负。β_3 符号的这种变化将改变 NSR 的频率 ω_d。正如在前面提到过的,对在第二个零色散波长附近($\beta_3<0$)的反常 GVD 区传输的孤子,由式(12.1.7)预测 $\Omega_d\equiv\omega_d-\omega_s$ 为负值,即孤子被位于红外区的 NSR 超过,结果当孤子接近第二个零色散波长时,这个 NSR 的频谱反冲(spectral recoil)就抵消了 RIFS[40]。

图 12.7(a)给出了当波长为 860 nm 且峰值功率为 230 W 的 200 fs 脉冲分别入射到零色散波长分别为600 nm 和 1300 nm 的光子晶体光纤中时,脉冲频谱的演化过程[39]。在以上实验条件下,入射脉冲形成一个四阶孤子($N=4$),经过分裂后产生 4 个基阶孤子。最强的基阶孤子的宽度只有 28.6 fs,并通过 RIFS 迅速红移;而其他孤子因宽度较大,频谱位移较小。当最短的孤子在距离约为 1.25 m 处接近第二个 $\beta_2=0$ 的频率(图中垂直虚线所示)时,如图 12.7 所示,它突然停止频移,这清楚地表明,超过此点时 RIFS 被抵消掉了。同时,在第二个零色散波长的更长波长一侧出现了一个新的谱峰,它代表孤子发射的 NSR。因为 β_3 的符号改变了,所以其频率比喇曼孤子的更小(波长更长)。

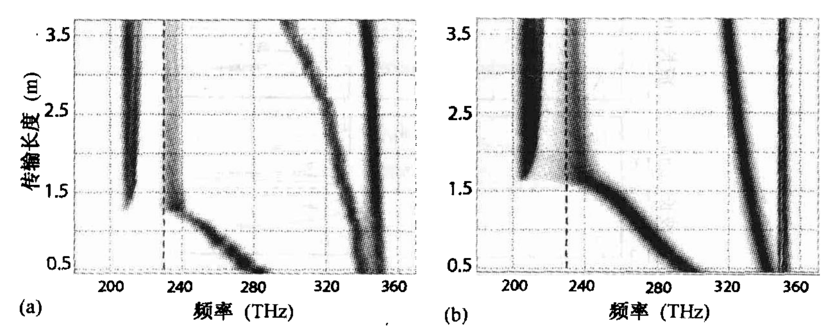


图 12.7　将峰值功率为 230 W 的 200 fs 脉冲入射到有两个零色散波长的光子晶体光纤中所产生的频谱随传输距离的变化。(a) 实验结果;(b) 数值模拟结果。阴影越暗表示功率越高,垂直虚线表示 $\beta_2=0$ 的第二个频率的位置[39]

用广义 NLS 方程(2.3.36)模拟实验条件下光脉冲的传输[40],所得结果如图 12.7(b)所示。由图可见,模拟结果与实验结果相当吻合,尽管有些定量上的差别。造成这些差别的主要原因和使用式(2.3.40)给出的喇曼响应函数 $h_R(t)$ 的近似形式有关,正如 2.3.2 节中所讨论的,这种

近似是采用单个洛伦兹分布曲线表示图 8.1 中的喇曼增益谱。若使用基于实际增益谱(见图 2.2)的 $h_R(t)$,则实验结果和模拟结果会符合得更好。

问题是,为什么图 12.7 中第二个零色散波长附近发射的色散波能够抑制 RIFS。为回答这一问题,需要了解因 NSR 造成的能量损失是如何影响孤子本身的[26]。能量守恒的要求迫使孤子将能量转移给 NSR(带来能量损失)后稍微变宽,因为必须保持 $N=1$。实际上,如果孤子能量损失较慢,则这种展宽相对较小。更重要的是动量守恒的要求,这就意味着当 NSR 在正常 GVD 区发射时,孤子应进一步"反冲",更多地进入反常 GVD 区。这种频谱反冲机制是造成 RIFS 被抑制的原因。在第一个零色散波长附近,因为 RIFS 迫使孤子频谱偏离此波长,并且能量损失随 β_2 的增大而减小,因此频谱反冲可以忽略。然而,在第二个零色散波长附近,情况正好相反,RIFS 使孤子频谱接近此波长,孤子把能量转移给 NSR 而造成的能量损失急剧增加。由此产生的频谱反冲减小了 RIFS,直至达到频谱反冲几乎可以抵消 RIFS 的稳态。X-FROG 法和数值模拟结果证实了以上物理情景[41]。因此可以断定,某些高非线性光纤奇异的色散特性,是导致伴随高阶色散效应感应的 NSR 发射,RIFS 被抑制的原因。

在图 12.7 中看到的脉冲传输情景取决于输入脉冲波长,因为它设定了色散参量的初始值。在一项研究中,脉宽为 110 fs 的脉冲以接近 1 m 长光子晶体光纤的第二个零色散波长(1510 nm 附近)的波长入射[42]。图 12.8 给出了对 1400 nm,1510 nm 和 1550 nm 三个不同输入波长,在光纤输出端测量到的频谱随平均输入功率(脉冲重复频率为 80 MHz)的变化关系。在图 12.8(a)所示的情形中,喇曼孤子通过分裂产生,但其频谱却在 1470 nm 以外停止位移,这是因为 RIFS 被出现在 1510 nm 以外的光纤正常 GVD 区的 NSR 抑制。在图 12.8(b)所示的情形中,脉冲的一部分位于正常 GVD 区,未能形成孤子;其余部分在反常 GVD 区传输,随着功率的增加,其频谱移向更短波长。对输入功率的某个取值,孤子效应开始占据优势,频谱通过 RIFS 移向更长波长,形成类似逗号的形状(图中箭头所指)。在更高功率下,RIFS 被频谱反冲机制阻止。在图 12.8(c)所示的情形中,脉冲在正常 GVD 区传输,经历了由 SPM 感应的频谱展宽。在高功率下,频谱展宽得足够大,以至于脉冲的部分能量位于反常色散区,从而形成孤子。

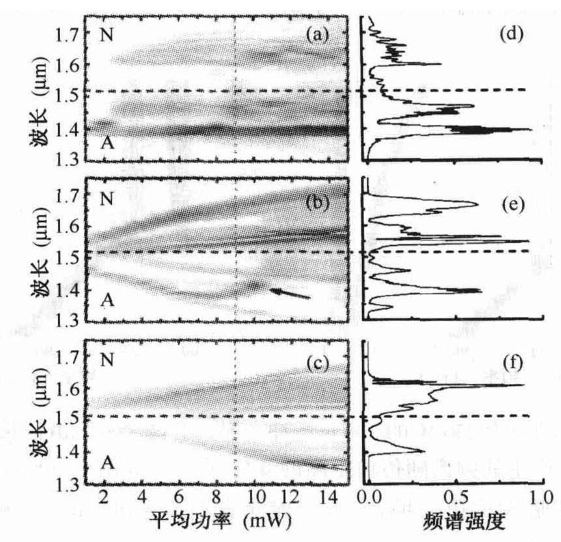


图 12.8 当波长分别为(a) 1400 nm,(b) 1510 nm 和(c) 1550 nm 的 110 fs 脉冲入射到第二个零色散波长在1510 nm附近(水平虚线)的光纤中时,测得的频谱随平均输入功率的变化。阴影越暗表示功率越高,(d)至(f)表示平均功率为9 mW时的频谱[42]

12.2 四波混频

FWM 现象已在第 10 章中详细讨论过。高非线性光纤奇异的色散特性将通过相位匹配条件来影响 FWM 过程。例如，在 10.3.3 节中已经提到，若将高阶色散效应考虑在内，则即使泵浦波长位于正常 GVD 区，仍存在相位匹配的可能性。本节将更详细地研究 FWM 的这些特性。

12.2.1 高非线性光纤中的 FWM

高非线性光纤在诞生之后不久，就应用于 FWM 的研究[43~58]。在 2001 年的一个实验中[43]，采用含有 6.1 m 长微结构光纤的单泵浦结构，当峰值泵浦功率仅为 6 W 时，在 30 nm 带宽上将信号放大了 13 dB。在 2002 年的一个实验中[45]，使用同种类型的 2.1 m 长光纤使光纤参量振荡器的调谐范围达到 40 nm，当泵浦脉冲峰值功率仅为 34.4 W 时，该激光器就达到了阈值。另一个实验中[46]，在 1565 nm 波长处连续泵浦 100 m 长的高非线性光纤，并使用两个光纤光栅来构建谐振腔。此光纤参量振荡器在泵浦功率为 240 mW 时达到阈值，而且在 80 nm 带宽上可调谐。在这些实验中，泵浦波长均位于光纤的反常 GVD 区，而信号和闲频波频率由 5.1 节中的式(5.1.9)来确定。

正如在 10.3.3 节中讨论过的，对高非线性光纤，高阶色散效应常常变得很重要，因而应将其考虑在内。研究发现，只有偶数阶色散项才会影响相位匹配条件。因此，在设置信号波和闲频波的频率时，四阶色散项变得十分重要。如果考虑到所有偶数阶色散项，则式(10.3.10)的相位匹配条件变为

$$\sum_{m=2,4,\ldots}^{\infty} \frac{\beta_m(\omega_p)}{m!}\Omega_s^m + 2\gamma P_0 = 0 \tag{12.2.1}$$

式中，$\Omega_s = \omega_s - \omega_p$ 为信号频率相对泵浦频率 ω_p 的频移。闲频波频率 ω_i 遵循 FWM 条件 $\omega_i = 2\omega_p - \omega_s$。在反常 GVD 区($\beta_2 < 0$)，$m = 2$ 项起主要作用，频移由 $\Omega_s = (2\gamma P_0/|\beta_2|^{1/2})$ 给出。在正常 GVD 区有 $\beta_4 < 0$，Ω_s 由式(10.3.11)给出。然而，如果 β_2 和 β_4 都为正，则信号和闲频波频率由式(12.2.1)中的更高阶色散项决定。

需要着重强调的是，色散参量随泵浦频率而改变。如果目的是为了研究信号和闲频波频率如何随泵浦波长的微小变化而改变，则必须利用实际的色散曲线来得到这些参量值。图 12.9(a)给出了对于低双折射光子晶体光纤，测量到的二阶色散参量 D 是如何随波长变化的[47]。用这些测量值来推算 β_2 和 β_4，进而由式(12.2.1)确定在 100 W 输入功率下信号波长和闲频波长随泵浦波长 λ_p 的变化关系[如图 12.9(b)中实线所示]。由于存在双折射，信号和闲频波长在光沿快轴和慢轴偏振时是不同的[如图 12.9(b)中点线所示]。作为对比，图 12.9(b)用虚线给出了低功率时的情形。

当泵浦波长 λ_p 超过零色散波长 λ_D 时，由于泵浦波在反常 GVD 区传输，信号波长和闲频波长比较接近泵浦波长。相反，在 $\lambda_p < \lambda_D$ 的正常色散区，它们会相差几百纳米，这时四阶色散是相位匹配所必需的。通过将波长为 647 nm 且峰值功率为 1 kW 的 70 ps 泵浦脉冲入射到参量振荡器腔内的 1 m 长光纤中，观察到了这种高度非简并的 FWM 现象。记录下的频谱如图 12.10 所示，它表明了通过自发调制不稳定性作为种子注入的信号波和闲频波的产生[47]。由于光纤双折射的存在，这两个波长会随泵浦波偏振态的变化而改变。

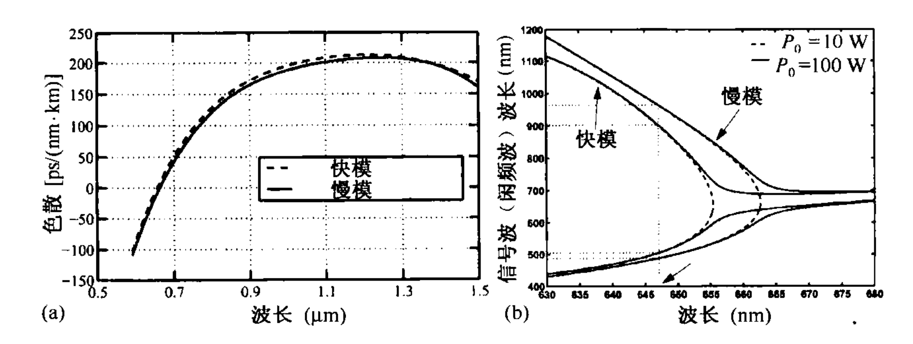


图 12.9 (a) 光子晶体光纤中二阶色散参量的测量值随波长的变化(实线为光沿慢轴方向偏振,虚线为光沿快轴方向偏振);(b) 相位匹配曲线随泵浦波长的变化关系(虚线为低功率10 W,实线为高功率100 W,点线为在泵浦波长为647 nm时预期的信号和闲频波波长)[47]

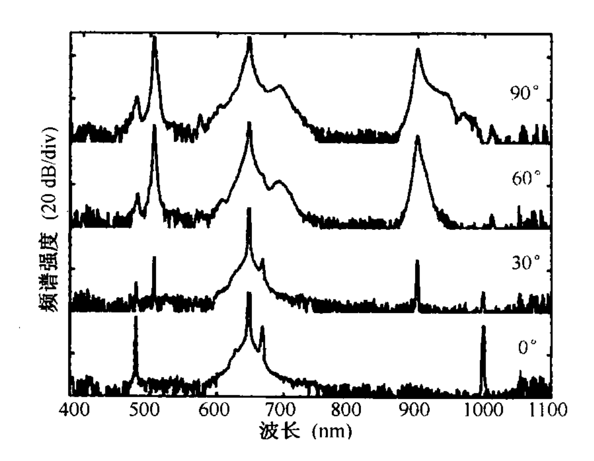


图 12.10 当泵浦波的偏振方向与光子晶体光纤慢轴的夹角取 4 个不同值时对应的输出频谱,其中泵浦波的波长、脉宽和峰值功率分别是647 nm,70 ps和160 W[47]

高非线性光纤正常色散区的 FWM 效应可以用来增大参量振荡器的调谐范围。在 2005 年的一个实验中,使用含 65 cm 光子晶体光纤的环形腔结构的参量振荡器,获得了脉宽小于 0.5 ps 且调谐范围达 200 nm 的脉冲[57]。此激光器用能发射 260 mW 平均功率的锁模掺镱光纤激光器输出的 1.3 ps 脉冲同步泵浦。图 12.11(a)给出了当泵浦波长调节到满足相位匹配条件时,泵浦波长的调谐范围和激光的波长范围。理论上,此参量振荡器可通过在 20 nm 范围内调节泵浦波长,实现 300 nm 的调谐范围。实际上,由群速度失配引起的走离效应使可调范围限制在 200 nm 左右。图 12.11(b)中的虚线表明,对 150 nm 的失谐量,泵浦和激光脉冲之间的走离延迟超过 1 ps。采用更宽的泵浦脉冲可使这种参量振荡器的调谐范围进一步增加。

正如前面提到过的,微结构光纤常常表现出两个零色散波长。此种光纤中的 FWM 效应已被广泛研究,并发现了一些有趣的新特征[54]。假设由光纤的实际色散曲线获得每个泵浦波长处的色散参数,那么式(12.2.1)仍可用来计算满足相位匹配条件的信号和闲频波长。图 12.12 给出了当泵浦波长在芯径为 1.8 μm 的光子晶体光纤的第一个零色散波长附近变化 20 nm 时,相位匹配波长随泵浦波长的变化关系,假设入射泵浦功率为 1 kW。此光纤的 β_2 与波长的关系亦在图 12.12 中示出,其中在 755 nm 和 1235 nm 处 β_2 为零。

这种光纤的一个新特征是,在一个固定泵浦波长下,有两组波长能同时满足相位匹配条件。例如,当泵浦波长在接近 755 nm 附近的第一个零色散波长的正常 GVD 区传输时,有 4 个波长落

在 500 ~ 1500 nm 的范围内。在这一特殊情形下，四波混频过程产生的最长波长与泵浦波长相差 600 nm 以上。当泵浦波长在 900 nm 附近时，甚至会产生更大的波长位移。在 1989 年的一项研究中[59]，首次预言了这种多波产生过程，而且在 1995 年还发现，这种现象能在具有两个零色散波长的色散平坦光纤中发生[60]。

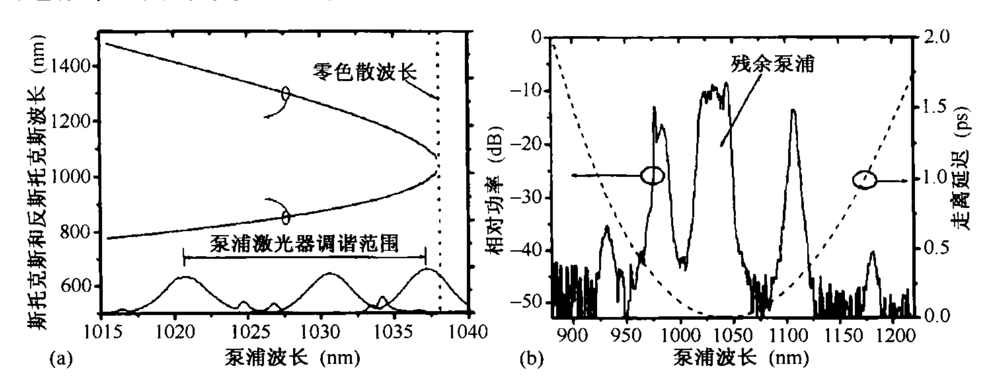


图 12.11　(a) 零色散波长为 1038 nm 的光子晶体光纤的相位匹配曲线随泵浦波长的变化，泵浦激光器的调谐曲线也在图中给出；(b) 走离延迟(虚线)随泵浦波长的变化，一种典型的输出频谱显示出信号和闲频带在泵浦波的两侧[57]

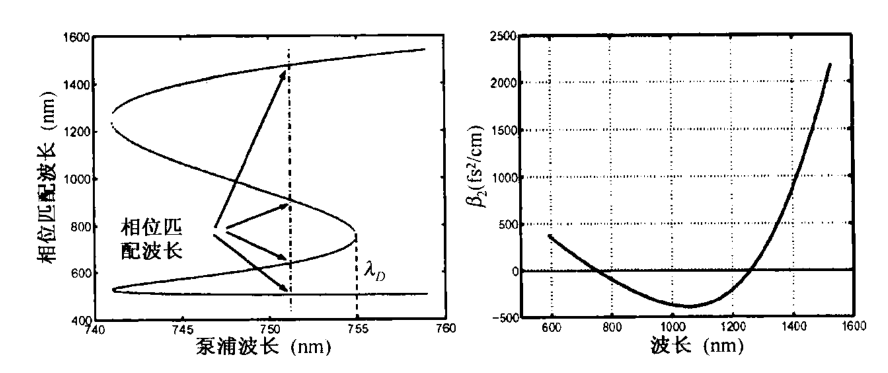


图 12.12　光子晶体光纤的相位匹配曲线随泵浦波长的变化，光子晶体光纤的色散曲线如右图所示，零色散波长分别为755 nm和1235 nm，箭头表示当λ_p = 752 nm时同时满足相位匹配的4个波长[54]

12.2.2　光纤双折射效应

6.4 节曾讲到，光纤双折射能影响调制不稳定性现象背后的 FWM 过程。此外，它也能导致所谓的偏振不稳定性。正如所预期的，由于高非线性光纤具有奇异的色散特性，因此和普通光纤相比，这两种不稳定性会有相当程度的改变。在一项研究中，在对两正交偏振模式的耦合 NLS 方程进行线性稳定性分析时，共考虑到十二阶色散项来计算不稳定性增益[52]。对具有两个零色散波长的细纤芯锥形光纤，研究了低双折射和高双折射两种情形，并发现了新的不稳定带。

在 2004 年的一个实验中，将钛宝石激光器产生的波长在 650 ~ 830 nm 范围内可调的连续光，入射到双折射相对较低的 20 m 长光子晶体光纤中来研究 FWM 过程[54]。此光纤在 755 nm 和1235 nm 附近表现出两个零色散波长，对两正交的偏振模，零色散波长是不同的，最初的设置对应快、慢模的波长分别在 755 nm 和 785 nm 附近。多台半导体激光器分别为 FWM 过程提供波长为 975 nm，1064 nm，1312 nm 和 1493 nm 的种子光。图 12.13 给出了当泵浦光和种子光沿光纤某个主轴偏振时，测量到的相位匹配波长(如图中的方点所示)随泵浦波长的变化关系。实线与

图 12.12 中的类似,是基于平均色散值的,因为不可能分开表征快模和慢模的色散。尽管定量结果与预期的不同,但定性结果还是与标量理论的预期非常一致。

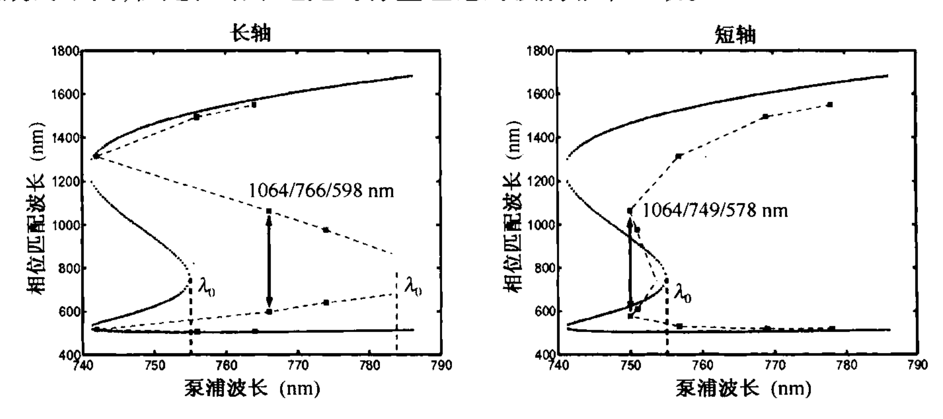


图 12.13 当泵浦光沿双折射光子晶体光纤的长轴或短轴偏振时,测得的相位匹配波长(虚线所示)随泵浦波长的变化曲线,实线表示基于平均色散值的理论预期值[54]

另一个实验在观察 4 m 长微结构光纤中的矢量调制不稳定性之前,对该光纤的双折射进行了仔细表征[44]。图 12.14(a)给出了将峰值功率为 90 W 且波长为 624.5 nm 的纳秒脉冲入射到此光纤中,两正交偏振模被同等激发时测量到的频谱。在这种条件下,信号和闲频波长处的两个边带应该是正交偏振的,此特征已被实验证实。此外,图 12.14(b)预测不稳定增益峰的频移为 3.85 THz,这与测量值 3.9 THz 非常吻合。由于实验中所用的微结构光纤具有相对大的非线性参量值(因为有效模场面积只有 1.7 μm^2)和双折射(约为 10^{-4}),因此在相对低的泵浦功率下实现如此大的边带频移是可能的。

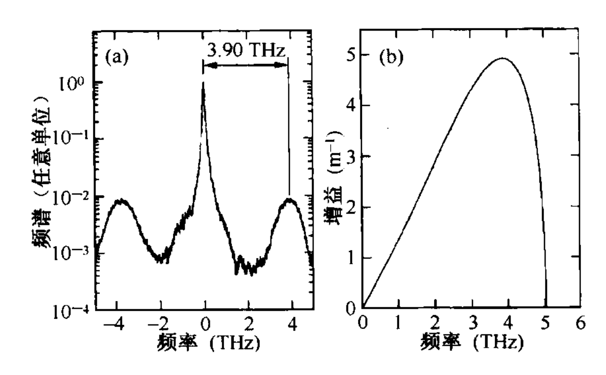


图 12.14 (a) 对与 4 m 长微结构光纤的慢轴成 45°角线偏振的 624.5 nm 的准连续泵浦光,所测得的输出频谱中包含FWM边带;(b) 使用实际光纤参量值进行计算所得的理论增益曲线[44]

正如在 10.6.3 节中所讨论的,高非线性光纤中的 FWM 提供了一种产生相关光子对的简单方法。相关光子对可应用在与量子密码学和量子计算相关的领域。然而,如果信号波、闲频波和泵浦波是同偏振的,那么该光子对源的质量就会被自发喇曼散射严重地破坏。如果采用信号波、闲频波与泵浦波正交偏振的结构,那么此问题能够在很大程度上得到解决[61]。原因是对正交偏振泵浦波而言,喇曼增益几乎消失,而在无双折射的各向同性光纤中,FWM 效率只降低1/3。在通过光纤双折射实现相位匹配的 FWM 过程中,有可能在不过多牺牲 FWM 效率的前提下减小喇曼增益的影响。

12.3　超连续谱产生

当光脉冲在光纤中传输时,其时域和频域演化不仅受诸如 SPM,XPM,FWM 和 SRS 等多种非线性效应的影响,而且还受光纤色散特性的影响。所有这些非线性过程都能在脉冲频谱内产生新的频率。对足够强的脉冲,其频谱能变得很宽以至于频率范围超过 100 THz。这种极端的频谱展宽称为超连续谱产生(supercontinuum generation),此现象大约于 1970 年最早在固体和气体非线性介质中发现[62~64]。

光纤中的超连续谱最早是在 1976 年,通过将染料激光器产生的 Q 开关脉冲(脉宽约为 10 ns)入射到芯径为 7 μm 的 20 m 长光纤中发现的[65]。当峰值功率超过 1 kW 的脉冲入射到光纤中时,其输出频谱被展宽到 180 nm。在 1987 年的一个实验中,将波长为 532 nm 且脉宽为 25 ps 的脉冲入射到能支持 4 种模式的 15 m 长多模光纤中[66]。正如图 10.5 所示的,由于 SPM, XPM,FWM 和 SRS 的联合效应,输出频谱被展宽到 50 nm 以上。当使用单模光纤时,也可以得到类似的特性[67]。确实,在 1987 年的一个实验中[3],将脉宽为 830 fs 且峰值功率为 530 W 的脉冲入射到 1 km 长单模光纤中,产生了 400 nm 宽的频谱(见图 8.22)。而在 1989 年的一个实验中[68],用 14 ps 宽的脉冲观察到类似结果。2000 年,用飞秒脉冲在高非线性光纤中产生了超宽频谱。因为产生超连续谱的物理机制和脉宽有关,所以对长脉冲和短脉冲两种情形分别讨论。

12.3.1　皮秒脉冲泵浦

自 1993 年开始,用 1.55 μm 附近波长的皮秒脉冲序列泵浦单模光纤产生超宽连续谱,已作为能同时产生多波长脉冲序列的实用工具[69~81]。这种器件可作为 WDM 光波系统的理想光源。在 1994 年的一个实验中[70],将 1553 nm 增益开关半导体激光器的输出放大后产生的重复频率为 6.3 GHz 且峰值功率为 3.8 W 的 6 ps 脉冲,在一段 4.9 km 长光纤的反常色散区($|\beta_2| < 0.1\ \mathrm{ps^2/km}$)传输。由此产生的超连续谱足够宽(大于 40 nm),利用具有周期透射峰值的光学滤波器对其滤波,可得到 40 个 WDM 信道,不同信道中的 6.3 GHz 脉冲序列几乎都是由宽度在 5 ~ 12 ps 的近变换极限脉冲组成的。1995 年,利用此方法已可产生 200 nm 宽的超连续谱,由此获得 200 信道的 WDM 光源[71]。

通过提高光学滤波器每个透射峰的带宽,利用同样的方法甚至可得到更短的脉冲。事实上,当使用可变带宽的阵列波导光栅滤波器时,脉冲宽度可在 0.37 ~ 11.3 ps 范围内调谐[72]。1997 年,将超连续谱光源用于信道间隔为 600 GHz 的 7 信道 WDM 系统实验,传输速率达到 1.4 Tbps[73]。在此实验中,采用时分复用技术使每个 WDM 信道的速率达到 200 Gbps,最后利用光纤中的 FWM 效应将 200 Gbps 的比特流解复用为单个信道的 10 Gbps 速率。

有人可能会问,究竟是哪种非线性机制导致了皮秒脉冲的频谱展宽。正如在 4.1.3 节中讨论过的,在光纤输出端,SPM 效应能产生非常可观的频谱展宽。频谱展宽因子近似由式(4.1.12)给出的最大 SPM 感应相移$\phi_{\max} = \gamma P_0 L_{\mathrm{eff}}$决定,其中 P_0 为脉冲峰值功率,L_{eff}为光纤有效长度。对于实验参数的典型值,频谱展宽因子约为 10。鉴于皮秒脉冲的输入谱宽只有大约 1 nm,因此仅仅由 SPM 是不能产生超过 100 nm 的超连续谱的。

另一个产生新波长的非线性机制为 SRS。如果输入脉冲峰值功率 P_0 足够大,则 SRS 将在长波方向产生一个与脉冲频谱中心约有 13 THz 频移的斯托克斯频带。即使峰值功率不足以达到喇曼阈值,只要 SPM 将脉冲频谱展宽 5 nm 或更多,SRS 仍可放大长波长一侧的脉冲频谱。显然,SRS 能够通过有选择地在长波长一侧增大谱宽来影响超连续谱,从而使超连续谱变得不对称。然而,SRS 不能在短波长一侧产生任何频率分量。

假如满足相位匹配条件,FWM 是一种能同时在脉冲频谱的两侧产生边带的非线性效应,它常常是光纤产生超连续谱的潜在原因,也是光纤的色散特性对超连续谱的形成起关键作用的原因。确实,由于超连续谱具有较大的带宽,GVD 参量 β_2 不能被视为常量,并且在任何理论模型中,应通过包含更高阶的色散参量将这种波长相关性考虑在内。另外,如果色散参量能随光纤长度而改变,则可改进超连续谱的产生过程。早在 1997 年,数值模拟就表明,如果 β_2 沿光纤长度增大,使光脉冲在光纤前端附近经历反常 GVD,而在接近光纤后端时经历正常 GVD,那么超连续谱的平坦性或均匀性就能得到很大改善[74]。1998 年,通过使用一种特殊结构的光纤(色散不仅随光纤长度减小,而且在 1.55 μm 附近的 200 nm 带宽内相对平坦),产生了 280 nm 宽的超连续谱[75]。色散平坦对超连续谱的产生起相当重要的作用。在 1998 年的一个实验中[76],将 3.8 ps 脉冲在色散平坦光纤的正常色散区传输,得到了 20 dB 带宽为 325 nm 的超连续谱。

乍一看,如果光纤在其整个长度上都表现为正常群速度色散($\beta_2>0$),那么用它来产生超连续谱似乎有些不可思议。然而,应当知道,对色散平坦光纤而言,即使 β_3 接近于零,由 β_4 决定的四阶色散仍起重要作用。正如在 10.3.3 节中讨论的和图 10.9 所示的,假如 $\beta_4<0$,甚至当 $\beta_2>0$ 时FWM 仍能满足相位匹配条件,并且其产生的信号和闲频带的频移大于 10 THz。在光纤正常色散区,正是此 FWM 过程产生了宽带的超连续谱。事实上,当锁模光纤激光器产生的 0.5 ps无啁啾脉冲通过 β_2 为小的正值的色散平坦光纤时,得到了 280 nm 宽(10 dB 带宽)且近乎平坦的超连续谱。即使采用锁模半导体激光器产生的 2.2 ps 脉冲,如果预先通过压缩使脉冲几乎是无啁啾的,那么也可得到 140 nm 宽的超连续谱。图 12.15 给出了当用 1.7 km 长的色散平坦光纤(在 1569 nm 处 $\beta_2=0.1\ \text{ps}^2/\text{km}$)来产生超连续谱时,在几个不同泵浦功率下测量到的脉冲频谱[77]。作为对比,输入频谱用虚线标在图中。频谱几乎是对称的,这一特性表明此实验中喇曼增益仅起了相当小的作用,SPM,XPM 和 FWM 的联合作用是造成图 12.15 中频谱展宽的主要原因。在 1999 年的一个实验中,用这种超连续谱产生了 20 个不同波长的 10 GHz 脉冲序列,每个信道内的脉宽几乎相同[78]。

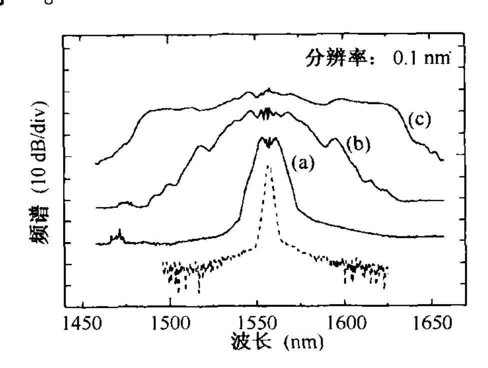


图 12.15 在平均功率为(a) 45 mW,(b) 140 mW 和(c) 210 mW 时测得的超连续谱,虚线表示输入脉冲的频谱[77]

从作为多信道 WDM 光源应用的角度讲,1.55 μm 附近的超连续谱并不需要过度展宽,真正重要的是超连续谱在其带宽内要平坦。在 2001 年的一个实验中[79],用一段保偏色散平坦光纤产生了间隔为 25 GHz 的 150 个信道,所有信道的总带宽只有 30 nm。当然,如果超连续谱宽度超过 200 nm,那么信道数将增加到 1000 个以上。确实,当超连续谱带宽接近 200 nm 时,有可能实现间隔只有 5 GHz 的 4200 信道的 WDM 光源[80]。2003 年,这种 WDM 光源能在 1425 ~ 1675 nm 频

谱范围内提供间隔为 50 GHz 的信道，涵盖了三个主要的通信波段(S 波段、C 波段和 L 波段)[81]。

直到 2000 年，大多数实验使用长光纤(长约为 1 km)产生超连续谱。然而，如果适当提高输入脉冲的峰值功率，使用长度小于 10 m 的短光纤也可产生相当宽的超连续谱。在 2000 年的一个实验中[82]，当 1.3 ps 脉冲入射到具有标准非线性参量值($\gamma = 2.3\ \mathrm{W^{-1}/km}$)的 4.5 m 长色散位移光纤中时，产生了 140 nm 宽的超连续谱；当用具有更高非线性参量值($\gamma = 9.9\ \mathrm{W^{-1}/km}$)的 4 m 长光纤时，超连续谱宽度增至 250 nm。图 12.16 给出了在这两种光纤的输出端测量到的超连续谱。如图所示，由于存在喇曼增益，斯托克斯(长波)侧的功率密度更高些，但反斯托克斯侧的光谱则更加平坦。重要的是要认识到，频谱功率密度是以对数标度(单位为 dBm/nm)画出的。由于超连续谱在线性标度中看起来很不均匀，所以实际中通常使用对数标度。

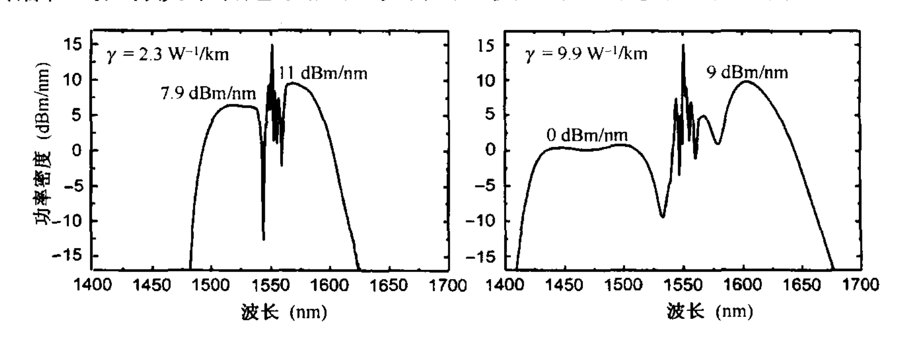


图 12.16 将 1.3 ps 脉冲入射到 $\gamma = 2.3\ \mathrm{W^{-1}/km}$ 和 $\gamma = 9.9\ \mathrm{W^{-1}/km}$ 的两种短色散位移光纤中时所产生的超连续谱[82]

在先前的大多数研究中，通常使用波长接近 1.5 μm 的皮秒脉冲来激发超连续谱，以利用色散位移光纤在该波长处具有相当低的色散值的特点。在光纤输出端得到的频谱从 1300 nm 延伸到 1700 nm，覆盖了整个红外区域。随着在 700 nm 附近具有低色散的微结构光纤的出现，产生能够覆盖整个可见光甚至近红外区的超连续谱也是可能的。文献[83]用零色散波长接近 675 nm 的光子晶体光纤和一台用来产生 60 ps 脉冲的运转在 647.1 nm 波长的锁模氪离子激光器，对皮秒脉冲的超连续谱产生过程进行了系统研究。

图 12.17 给出了在 100～400 W 范围内的 4 个不同峰值泵浦功率下，在 3 m 长光纤的输出端测得的频谱[83]。由于本实验使用了 $\gamma \approx 150\ \mathrm{W^{-1}/km}$ 的高非线性光纤，对 $P_0 = 400$ W 和 $L = 3$ m，非线性相移 $\gamma P_0 L$ 接近 180。即使在 100 W 的峰值泵浦功率下(最内侧曲线)，SRS 也能通过产生位于666 nm 和 686 nm 处的两个斯托克斯带(通过级联 SRS)来影响 SPM 展宽的脉冲频谱。通过相干反斯托克斯喇曼散射过程，还产生了位于 612 nm 和 629 nm 附近的反斯托克斯带。由于脉冲在光纤正色散区[$D = -20$ ps/(km·nm)]传输，当峰值泵浦功率为 100 W 时，频谱相对较窄；当峰值泵浦功率为 230 W 时，在 525 nm 和 950 nm 附近出现两个 FWM 边带，由于这两个边带是正交偏振的，它们的相位匹配看起来是由光纤双折射提供的。

一个重要问题是，当峰值泵浦功率超过 200 W 时，究竟是什么机制产生了图 12.17 所示的近乎对称的超连续谱？答案是斯托克斯和反斯托克斯带之间的强 FWM 型耦合[83]。还应注意到，有些斯托克斯分量落在光纤的反常 GVD 区，这些频谱边带中的能量能够以孤子形式出现。在高泵浦功率下，它们的峰值功率变得足够大，以至于能通过调制不稳定性产生 FWM 边带。FWM 边带的位置取决于泵浦功率，当泵浦功率增加时，边带相对泵浦的频移更大。多个频谱边带还通过 XPM 和 SRS 相互影响，当 $P_0 = 400$ W 时，可产生近乎平坦的 500 nm 宽的超连续谱。

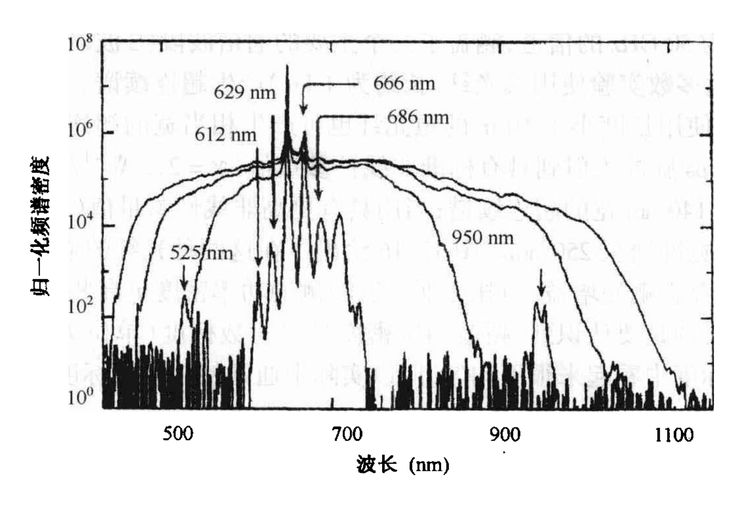


图 12.17 将峰值功率分别为 100 W(最内侧曲线),230 W,330 W 和 400 W 的60 ps脉冲入射到3 m长光子晶体光纤中时产生的超连续谱[83]

12.3.2 连续光泵浦

使用皮秒脉冲并不是产生超连续谱的唯一选择。正如早先提到的,1976 年在超连续谱产生的最初实验中,使用的是 10 ns 宽的脉冲[65]。在 2003 年的一个实验中,将 Q 开关 Nd:YAG 激光器产生的峰值功率为 10 kW 的 42 ns 脉冲,入射到具有随机空气孔图样的 2 m 长微结构光纤中来产生超连续谱[84]。令人惊讶的是,在足够高的功率下,即使用连续光也能产生超连续谱[85~95]。

对任意一种产生超连续谱的方法而言,有两个最重要的因素,即能够使乘积 $\gamma P_0 L$ 超过 30 的高功率光源和高非线性光纤。对 $\gamma = 10\ \mathrm{W^{-1}/km}$ 的 1 km 长光纤,在几瓦的泵浦功率下就能满足此条件,而这样高的泵浦功率很容易由新式高功率光纤激光器获得。产生超连续谱的另一个要求是满足相位匹配条件的合适的 FWM 过程。在连续光泵浦方案中,如果能确保泵浦波长位于光纤反常色散区,那么调制不稳定性就可以产生 FWM 边带。这种不稳定性将连续光转化为皮秒脉冲序列。一旦此现象发生,超连续谱就可通过前面讨论过的相同机制产生。

在 2004 年的一个实验中,将光纤喇曼激光器产生的 1486 nm 连续光入射到长度分别为 0.5 km,1 km 和 1.5 km 的高非线性光纤中来产生超连续谱[88]。光纤零色散波长接近 1480 nm,从而确保泵浦波长位于反常 GVD 区。图 12.18 给出了当泵浦功率从 0.4 W 变化到 4 W 时,在三种光纤输出端测得的频谱。对于每种方案,当泵浦功率接近 4 W 时,输出频谱被极大展宽。另外,整个频谱还表现出高度的非对称性,长波长一侧的功率更高。正如前面讨论过的,此种非对称性是由于 SRS 现象仅仅有选择地放大长波长分量造成的。

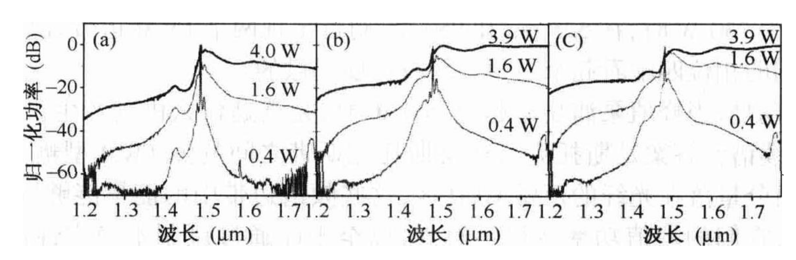


图 12.18 不同泵浦功率泵浦长度为(a) 0.5 km,(b) 1.0 km 和(c) 1.5 km 的高非线性光纤所得的输出频谱。在每一方案中,连续光波长都位于光纤的反常GVD区[88]

由于在超连续谱的形成过程中，调制不稳定性为其提供了种子注入，因此光纤的色散起重要作用。在图 12.18 中，光纤的色散斜率相对较小，结果泵浦波长处的 β_2 接近于 $-0.2\ \text{ps}^2/\text{km}$。由式(10.3.9)可以看出，$|\beta_2|$ 的值越小，调制不稳定性边带分开得越远。当泵浦功率为 4 W 时，两个边带各距离泵浦波长约为 25 nm。长波长一侧的边带不但通过 SRS 得到放大，而且还通过级联 SRS 过程产生另一个标准斯托克斯边带(间隔约为 100 nm)。由于大多数泵浦功率都被转移至长波长一侧，因此超连续谱变得不对称，并表现出图 12.18 所示的形状。在短波长一侧，功率产生的根源在于，若泵浦波长位于光纤反常色散区，则调制不稳定性导致了孤子形式的超短脉冲序列的产生；如果泵浦波长位于光纤正常色散区[89]，由于此条件下不能形成孤子，故短波长一侧产生的功率要低得多。

12.3.3　飞秒脉冲泵浦

随着零色散波长位于可调谐钛宝石激光器工作的 800 nm 附近的高非线性光纤的出现，飞秒激光脉冲的应用变得实际起来。从 2000 年开始，由钛宝石激光器和其他锁模激光器产生的飞秒脉冲就用于超连续谱的产生，而且近年来它们的使用已变得相当普遍[96~112]。

在 2000 年的一个早期实验中，将波长为 790 nm 的 100 fs 脉冲入射到表现为反常色散的 75 cm 长微结构光纤中来产生超连续谱[96]。图 12.19 给出了当中心波长为 790 nm、峰值功率约为 8 kW 的 100 fs 脉冲入射到此光纤中时，在光纤输出端观察到的频谱。即使对如此短的光纤，所得超连续谱不仅极宽(从 400 nm 延伸到 1600 nm)，而且在整个带宽内也很平坦(使用对数功率标度)。在 2000 年的另一个实验中，用芯径为 2 μm 的 9 cm 长锥形光纤也观察到类似的特征[97]。图 12.20 给出了当平均泵浦功率从 60 mW 变化到 380 mW 时，观察到的 100 fs 脉冲的输出频谱。有必要指出，图 12.15 至图 12.20 中的光功率使用的是分贝标度，如果使用线性标度，则输出频谱会表现出更大的不均匀性。由于在分贝标度下 FWHM(半极大全宽度)的概念无法应用，应如何标定这种超连续谱的宽度呢？通常使用 20 dB 谱宽，它定义为功率水平超过峰值的 1% 时的频率或波长范围。图 12.19 中的超连续谱跨越了两个倍频程，其20 dB 带宽超过 1000 nm。

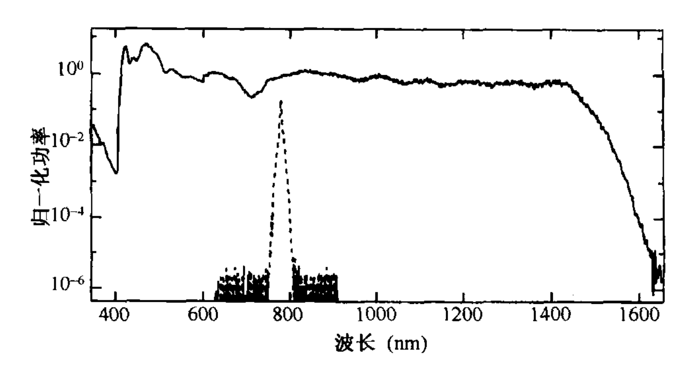


图 12.19　当能量为 0.8 nJ 的 100 fs 脉冲入射到零色散波长为 767 nm 的 75 cm 长微结构光纤中时产生的超连续谱，虚线表示输入脉冲的频谱[96]

从图 12.19 和图 12.20 中的超连续谱具有极大宽度和几乎对称的性质可以看出，有另外一种物理机制在飞秒脉冲泵浦情形下起作用。实验中，在高峰值泵浦功率和反常色散的条件下，输入脉冲对应于高阶孤子，其阶数由式(5.2.3)给出，或由 $N=(\gamma P_0 L_D)^{1/2}$ 给出，其中 $L_D=T_0^2/|\beta_2|$ 为色

散长度。正如在 5.5 节中所讨论的,这种孤子会明显地受如三阶色散和脉冲内喇曼散射等高阶效应的扰动,导致其分裂为更窄的基阶孤子。已经证实,孤子分裂现象对高非线性光纤中超连续谱的形成起了关键作用[28]。

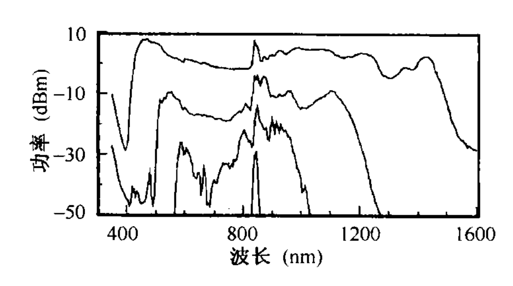


图 12.20 使用束腰为 2 μm 且长 9 cm 的锥形光纤得到的输出频谱,平均输出功率(从上至下)依次为380 mW,210 mW和60 mW。作为对比,输入脉冲的频谱也在图中给出[97]

正如在 12.1.1 节中所讨论的,高阶孤子分裂为宽度和峰值功率满足式(12.1.2)的多个基阶孤子,几乎所有这些基阶孤子都比初始输入脉冲更短,其中最短的孤子宽度为输入脉冲宽度的 $\frac{1}{2N-1}$倍。对于飞秒输入脉冲,单个孤子具有相对较宽的频谱(约为 10 THz)。由于脉冲内喇曼散射的影响,随着孤子在光纤中传输距离的增加,导致其频谱越来越向长波方向位移,结果在初始脉冲频谱的长波方向一侧产生了许多新的频谱分量,这一过程不同于对皮秒输入脉冲产生多个斯托克斯带的级联 SRS 过程。

剩下的一个重要问题是,什么过程使脉冲频谱的短波长一侧产生了新的频谱分量?这里,光纤的色散特性起了关键作用。正如在 12.1.2 节所讨论的,通过分裂过程产生的超短孤子受到三阶及更高阶色散的扰动,会以色散波的形式发射波长在光纤正常色散区短波长一侧的 NSR。在 1987 年的一个实验中[3],观察到了这种 NSR 现象,如图 8.22 所示,尽管当时没有如此确定。

12.4 时域和频域演化

本节将更详细地讨论飞秒脉冲的时域及频域演化过程,重点是在光纤中产生超连续谱的各种物理现象,为此必须采用数值方法。首先讨论基于广义 NLS 方程的模型,然后讨论孤子分裂过程和随后产生的 NSR 过程。

12.4.1 超连续谱的数值模拟

超连续谱的产生过程可通过数值求解 2.3.2 节中的广义 NLS 方程研究。为使超连续谱产生过程的模拟结果尽可能地准确,必须考虑色散效应和脉冲内喇曼散射,采用方程(2.3.36)并通过加入高阶色散项将其进一步推广。最终得到的方程可以写为

$$\begin{aligned}\frac{\partial A}{\partial z}+\frac{1}{2}\left(\alpha+i\alpha_1\frac{\partial}{\partial t}\right)A+\sum_{m=2}^{M}i^{m-1}\frac{\beta_m}{m!}\frac{\partial^m A}{\partial t^m}\\=i\left(\gamma+i\gamma_1\frac{\partial}{\partial t}\right)\left(A(z,t)\int_0^\infty R(t')|A(z,t-t')|^2\mathrm{d}t'\right)\end{aligned}\qquad(12.4.1)$$

式中,M 表示所包含色散项的阶数。假设 t 代表以输入脉冲的群速度移动的坐标系中的时间,

因此方程(12.4.1)中 $m=1$ 的项已被消掉。对短光纤而言，损耗项可以忽略。实际中常常使用近似 $\gamma_1 \approx \gamma/\omega_0$[见式(2.3.37)]，但这种处理方法并不总是合理的[113]。

将超短脉冲入射到高非线性光纤中来产生超连续谱时，利用方程(12.4.1)模拟观察到的超连续谱的大多数特征相当成功，这已经得到证明[99~104]。实际中，求解此方程的常用方法是采用 2.4.1 节中的分步傅里叶法。当方程(12.4.1)中的 M 取不同值时，由此产生的差异并不总是很明显。通常，数值模拟时常取 $M=6$，尽管有时需取 $M=12$。事实上，若回想起在分步傅里叶法中，对色散的处理是在忽略所有非线性项后在频域内进行的，数值模拟时就可以将所有阶色散项包括在内。在傅里叶域中，方程(12.4.1)中的求和项可以用下式替代：

$$\sum_{m=2}^{\infty} \frac{\beta_m}{m!}(\omega-\omega_0)^m = \beta(\omega)-\beta(\omega_0)-\beta_1(\omega_0)(\omega-\omega_0) \tag{12.4.2}$$

式中，$\beta_1 = 1/v_g$，ω_0 为初始输入脉冲的中心频率。

这种方法需要知道超连续谱可能覆盖的整个频域范围内的 $\beta(\omega)$。正如在 11.3 节中讨论过的，如果用锥形光纤或纤芯和包层折射率恒定的光纤，就可以通过数值求解本征值方程(2.2.8)得到传输常数 $\beta(\omega)$。此方法不适用于微结构光纤或石英包层中带有空气孔的光子晶体光纤。正如在 11.4 节中提到的，用其他几种数值方法可以得到此类光纤的 $\beta(\omega)$。

作为高非线性光纤中超连续谱产生的一个相关实例，一项研究使用了芯径为 2.5 μm 的空气包层的锥形光纤[99]。对于此光纤，可利用 11.3 节中讨论的方法得到与频率有关的传输常数 $\beta(\omega)$，进而通过泰勒级数展开计算出色散参量的值。此光纤的零色散波长在 800 nm 附近，假设用 850 nm 的钛宝石激光器产生的 150 fs 脉冲来产生超连续谱，则该波长处的色散参量值为 $\beta_2=-12.76\ \mathrm{ps^2/km}$，$\beta_3=8.119\times10^{-2}\ \mathrm{ps^3/km}$，$\beta_4=-1.321\times10^{-4}\ \mathrm{ps^4/km}$，$\beta_5=3.032\times10^{-7}\ \mathrm{ps^5/km}$，$\beta_6=-4.196\times10^{-10}\ \mathrm{ps^6/km}$和 $\beta_7=2.570\times10^{-13}\ \mathrm{ps^7/km}$。更高阶项对结果的影响可以忽略。

非线性效应通过方程(12.4.1)右边的项包括在内。束腰为 2.5 μm 的锥形光纤的非线性参量 γ 的值可由图 11.9 估算，大约为 100 $\mathrm{W^{-1}/km}$。非线性响应函数 $R(t)$的形式由式(2.3.38)给出，为 $R(t)=(1-f_R)\delta(t)+f_R h_R(t)$，其中 $f_R=0.18$。喇曼响应函数 $h_R(t)$有时由式(2.3.40)近似表示。但是，用图 2.2 中的振荡曲线可以改进数值模拟的精度，因为它考虑到了喇曼增益谱的实际形状。

在利用分步傅里叶法求解方程(12.4.1)时，需要仔细考虑沿光纤长度的步长 Δz 和时间窗口的时间分辨率 Δt 的取值。由于使用快速傅里叶变换(FFT)算法，频谱窗口的大小由$(\Delta t)^{-1}$决定。由于此窗口要宽到足以容纳全部超连续谱，因此若超连续谱在 300 THz 以上，Δt 应不超过 3 fs。同时，在光纤的整个长度上，时间窗口也应宽到足以容纳脉冲所有部分。即使对飞秒脉冲，也应考虑由喇曼效应感应的脉冲群速度的改变，因此通常选取时间窗口大于10 ps。基于此原因，对于 FFT 算法，在时域和频域中应至少取 2^{12} 个点。步长应为最短非线性长度的很小一部分。在有些情况下，Δz 要小于 10 μm，因此每厘米光纤长度上应含有 1000 个以上的步长。显然，使用数值模拟方法来分析超连续谱的产生是非常费时的。然而，随着数值计算方法的不断改进，这样的模拟即使在个人电脑上也可以完成。

图 12.21 给出了当峰值功率为 10 kW 的 150 fs(指的是 FWHM)双曲正割脉冲入射到 10 cm 长锥形光纤中时，其在时域和频域中的演化过程。如果将脉冲参量值选为 $T_0=85$ fs 和 $P_0=10$ kW，则色散和非线性长度分别为 57 cm 和 1 mm，此条件下孤子阶数 $N\approx24$。如图 12.21 所示，脉冲经历了一个初始压缩阶段，这是高阶孤子的普遍特征，但其频谱因 SPM 被展宽。然而在传输了大

约 2 cm 之后,孤子由于受到高阶色散和非线性效应引起的扰动而产生分裂,脉冲分裂为多个基阶孤子[28]。在距离 $z=4$ cm 处,频谱有了质的变化,演化为典型的超连续谱。

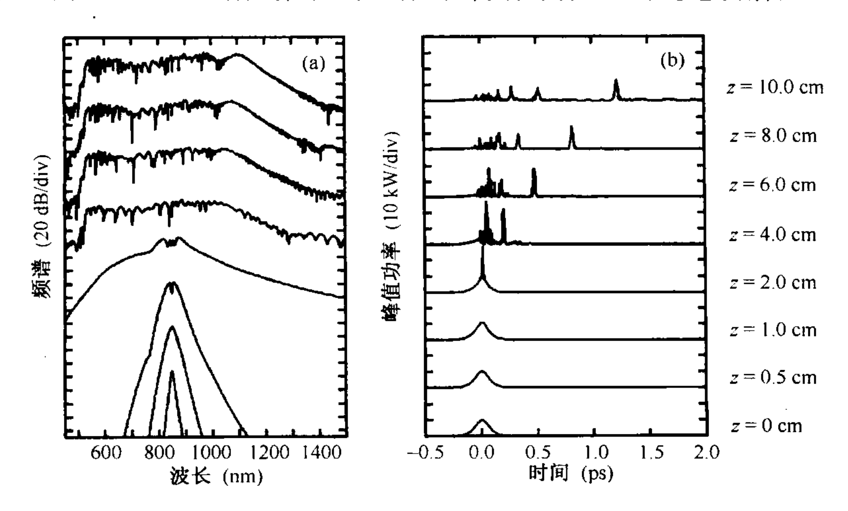


图 12.21　峰值功率为 10 kW 的 150 fs 脉冲入射到束腰为 2.5 μm 的10 cm长锥形光纤中时(a) 频域;(b) 时域演化[99]

造成频谱这一突变的原因可以通过 $z=4$ cm 处的脉冲形状来理解,它呈现出一个已经从主脉冲分离出来的窄尖峰。正如在 12.1 节中所讨论的,这一分离是最短的基阶孤子的群速度变化造成的。由于脉冲内喇曼散射,该基阶孤子的频谱向长波长方向位移。随着孤子频谱的位移,其群速度减小,并与主峰分离开来。其他孤子也受喇曼感应频移的影响,但由于它们的频谱更宽且峰值功率更小,因而频移量更小一些。在 $z=10$ cm 处,它们最终也会像图 12.21 所示的那样从主脉冲分离出来。于是,对于 $\lambda>850$ nm 的频谱展宽,应归因于 SPM 和 RIFS 的共同作用。

在图 12.21 所示的超连续谱中,还在短波长一侧($\lambda<850$ nm)产生了频谱分量。正如在 12.1.2 节中所讨论的,切连科夫辐射或 NSR 是产生这种现象的原因[26]。由于存在高阶色散效应,每个喇曼孤子都以色散波的形式损失了部分能量。NSR 的波长由式(12.1.6)给出的相位匹配条件决定,式中的 P_s 是分裂后形成的喇曼孤子的峰值功率。由于此孤子的 $N=1$,因此可以用 $|\beta_2(\omega_s)|/T_S^2$ 代替 γP_s,其中 T_s 表示孤子的宽度。对 $\beta_3>0$ 的光纤,位于可见光区的波长满足相位匹配条件。由于不同孤子对应的这一波长也不同,因此通过 NSR 在可见光区形成多个频谱尖峰。NSR 峰和喇曼孤子通过 XPM 和 FWM 的非线性耦合产生附加的频率分量,结果在 $z>4$ cm 处形成图 12.21 所示的超连续谱。

12.4.2　孤子分裂和非孤子辐射

前面已经提到,超连续谱的形成要求输入峰值功率足够高,结果孤子在分裂之前其阶数 N 相对较大。这一点是显而易见的,若一开始 N 接近 1,则不会发生孤子分裂,也不会有超连续谱的产生。不过,可以在适当的条件下观察到 RIFS 和 NSR,这是因为这样的输入脉冲会在光纤中形成基阶孤子。事实的确如此,图 12.22 给出了当用能量相对较低的(几皮焦)100 fs 脉冲泵浦 7.5 cm 长光子晶体光纤时,在光纤输出端记录下的频谱[107]。为研究波长对孤子产生的 NSR 的

影响,输入脉冲波长在 700 ~ 980 nm 范围内可调谐。由于光纤零色散波长在 660 nm 附近,所以在各种情形下 GVD 都是负的。

图 12.22(a)最显著的特点是,在光纤正常色散区出现了频谱尖峰,该尖峰为受三阶和更高阶色散扰动的孤子发射的 NSR 提供了证据[107]。如图 12.22(b)所示,NSR 波长 λ_d 随着输入波长的改变而显著地发生变化,造成这一变化的原因在于式(12.1.6)给出的相位匹配条件。由于输入波长的改变,导致 β_2 的大小也发生变化,进而影响到了色散长度。结果,在不同的输入功率条件下形成基阶孤子。因为式(12.1.6)中非线性项的贡献发生了改变,因此 NSR 的波长 λ_d 也随着变化。从定性分析的角度来看,基于式(12.1.6)所做出的理论预测与实验数据是吻合的;从定量分析的角度来看,二者保持一致是不可能的,因为不能够充分精确地知道实验中所用光纤的色散特性。

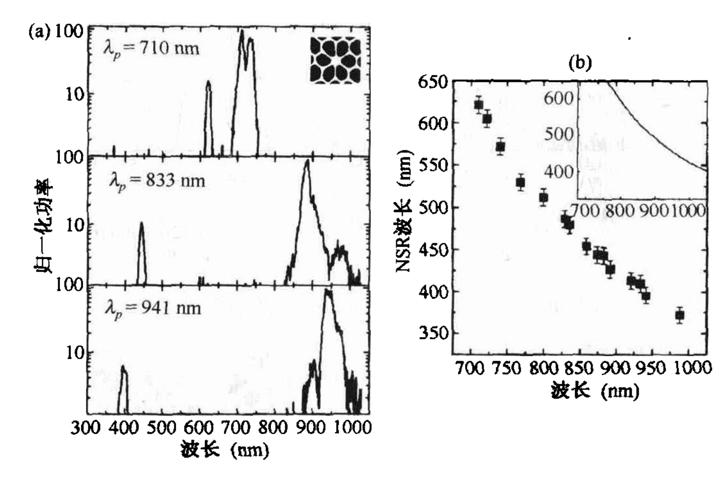


图 12.22　(a) 当用三个波长不同的 100 fs 脉冲泵浦 7.5 cm 长光子晶体光纤时,在光纤输出端记录下的频谱;(b) NSR波长随输入波长的变化,插图是理论预期结果[107]

在另一个研究孤子分裂过程的实验中[104],激光波长固定,但输入脉冲的峰值功率可以在一个很宽的范围内变化,使孤子阶数既可以小于 1,也可以大于 6。图 12.23 给出了当钛宝石激光器产生的重复频率为 80 MHz,中心波长为 804 nm 且平均功率可在 0.05 ~ 55 mW 范围内变化的 100 fs 脉冲,入射到一段 5 m 长微结构光纤中时,在光纤输出端观察到的频谱。脉冲在零色散波长为 650 nm 的光纤的反常色散区传输,$\beta_2 = -57.5\ \text{ps}^2/\text{km}$,所以其色散长度约为 6 cm。在 0.05 mW 的最低功率下,脉冲频谱显示出一定的 SPM 感应展宽,但它既没产生频移,也没产生任何 NSR,这是因为非线性效应充当了一个相对而言不是很重要的角色。当平均功率大于 4 mW 时,孤子阶数超过 1,通过孤子分裂过程产生了一个甚至多个喇曼孤子。这些孤子产生明显的红移频谱峰,并且峰的个数取决于入射泵浦功率。当平均功率 P_{av} 为 16 mW 时,出现了三个峰。同时,每个基阶孤子都在可见光区产生一个 NSR 峰,每个峰都对应于一个与特定孤子能实现相位匹配的不同色散波。当平均功率 P_{av} 超过 40 mW 时,输入脉冲的孤子阶数 N 超过 5,超连续谱开始形成。数值模拟证实,如果在计算中不把高阶色散效应包括在内,则不会产生可见光区的 NSR 峰。

高阶孤子分裂是造成频谱迅速向更长波长位移的多个基阶孤子形成的原因,图 12.24 给出了分裂过程的功率依赖关系的可视化视图[112]。在该实验中,利用重复频率为 80 MHz 且中心波长为 1550 nm 的 110 fs 脉冲泵浦一段芯径为 2.6 μm 的光子晶体光纤,此种光纤由硅酸铅玻

璃(Schott SF6)制成,其 n_2 值是二氧化硅的 10 倍。在 0 ~ 70 mW 范围内选择不同的平均入射功率重复此项实验,图 12.24 给出了记录下的频谱。在图 12.24(a)中,光纤长度仅为 0.57 cm,而在图 12.24(b)中,光纤长度增至 70 cm。对于长光纤,当平均功率 P_{av} 低至 1 mW 时,带有 RIFS 的基阶孤子形成,其数量和 RIFS 的大小都随平均功率的增大而增大。图 12.24(a)中的光纤长度比色散长度(约为 40 cm)短得多,在这段长度上孤子分裂不会发生。有趣的是,在以上两种情形下都产生了一个频谱范围从 350 nm 延伸到 3000 nm 的超连续谱,这是因为这种非石英光纤的 γ 值比石英光纤的大得多。另外,短光纤中产生的超连续谱更加光滑,这是由于此时的频谱展宽主要源于 SPM 效应。

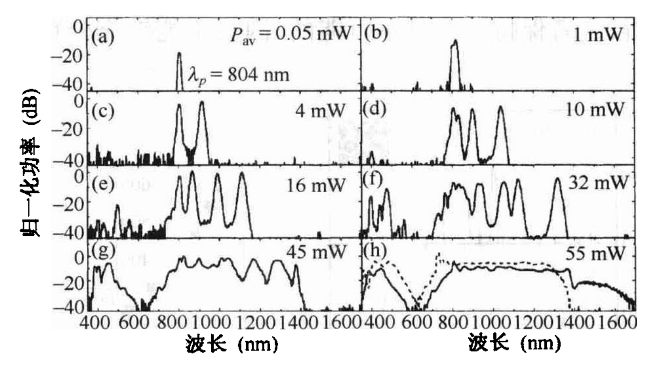


图 12.23 平均功率不同的 100 fs 脉冲入射到 5 m 长微结构光纤中时记录下的频谱[104]

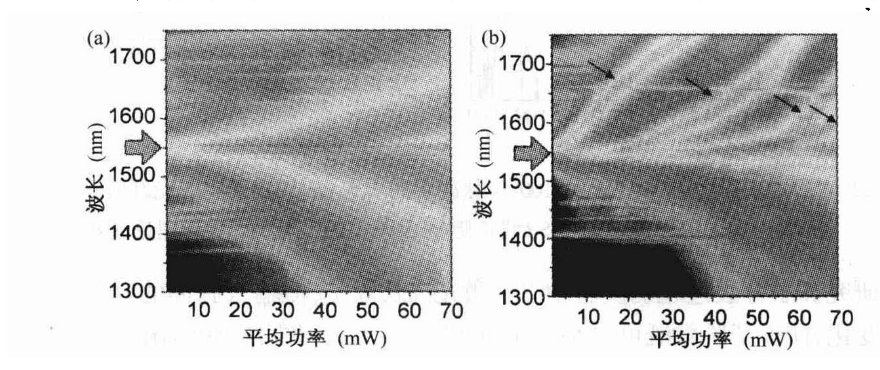


图 12.24 当 110 fs 脉冲分别入射到(a) 0.57 cm 和(b) 70 cm 长的微结构光纤中时输,出频谱随平均功率的变化,箭头指出了分裂后产生的孤子[112]

如图 12.21 所示,频域中不同的频谱尖峰对应着时域中不同的时间尖峰,从这个意义上讲,超连续谱内部不同的频域特征与其时域特征相互关联。已经证实,12.1.2 节中讨论的 X-FROG 法对研究光纤中的超连续谱产生非常有价值[114~117]。在其中一种实现方法中,输出脉冲经过滤波后与另一参考脉冲(有可调谐时间延迟)的互相关,作为在硅雪崩光电二极管中通过双光子吸收滤波的滤波器波长的函数被记录下来[116]。从数学意义上讲,互相关的强度由下式给出:

$$S(\tau,\omega_c)=\int_{-\infty}^{\infty} I_f(t,\omega_c)I_{\text{ref}}(t-\tau)\,\mathrm{d}t \tag{12.4.3}$$

式中,$I_{\text{ref}}(t-\tau)$是时间延迟为 τ 的参考脉冲的强度,$I_f(t,\omega_c)$是经过滤波后输出脉冲的强度,

$$I_f(t,\omega_c)=\left|\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{A}(\omega)H_f(\omega-\omega_c)\mathrm{e}^{-i\omega t}\,\mathrm{d}\omega\right|^2 \tag{12.4.4}$$

式中,$H_f(\omega-\omega_c)$是中心频率为 ω_c 的滤波器的传递函数。

图 12.25 所示为峰值功率为 2.5 kW 的 100 fs 脉冲，通过一段 2 m 长色散位移光纤后得到的语图(sonogram)[116]。对 1.56 μm 的输入波长，光纤参量值为 $\beta_2 = -0.25\ \text{ps}^2/\text{km}$，$\gamma = 21\ \text{W}^{-1}/\text{km}$。图 12.25 的右侧给出了由 FROG 的测量结果推测出的输出脉冲的频谱和时域轮廓。利用 FROG 数据还能够推测出作为波长函数的群延迟和沿脉冲的频率啁啾。作为对重构过程准确性的检验，图 12.25(b)还给出了从测得的频谱数据中还原得到的语图以及推测出的振幅和相位曲线(利用迭代相位还原算法)，以便于比较。

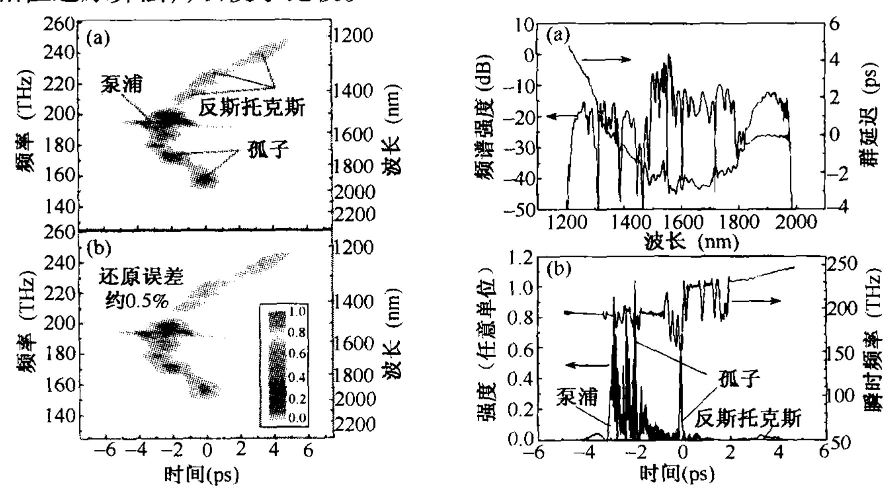


图 12.25　左图：峰值功率为 2.5 kW 的 100 fs 脉冲入射到 2 m 长色散位移光纤中后，(a) 实验得到的语图，(b) 重构得到的语图。右图：(a) 测得的频谱和计算得到的群延迟，(b) 重构的输出脉冲的强度和啁啾曲线[116]

在图 12.25 所示的语图中，有几个特点值得注意。第一，通过 RIFS 将频谱移向斯托克斯一侧的两个孤子清晰可见，而反斯托克斯一侧的频谱分量在时域上被极大地展宽，这是因为和它们相联系的色散波在光纤的正常色散区传输。它们代表由于 GVD 效应而被展宽的功率相对较低的脉冲。事实上，近似抛物线形的语图源于光脉冲在光纤传输过程中通过 GVD 效应引入的$\frac{1}{2}\beta_2\omega^2 z$的平方相位。第二，在光纤正常色散区，蓝移色散波与脉冲的中央部分相比，传输得更慢一些，结果它们减慢了速度，开始和红移孤子在时域上发生交叠。若两者通过 XPM 发生非线性互作用，则此现象一旦发生，NSR 即可被一个孤子捕获；在图 12.25 中，这一捕获现象是显而易见的。这种现象与 6.5.2 节中讨论的高双折射光纤中的孤子捕获相似，下面将对其进行进一步的讨论。

12.4.3　交叉相位调制效应

在超连续谱产生的过程中，一个飞秒脉冲分裂成频谱无交叠的几部分，它们以不同的速度在光纤中传输。如果随着传输距离的增加，其中两部分在时域上出现相互交叠现象，那么就会通过 XPM 效应相互作用。正如在 7.4 节中看到的，这种非线性互作用会产生附加的频谱分量。基于此原因，在高非线性光纤中的超连续谱产生过程中，XPM 效应将扮演重要角色[117~125]。

在 2001 年的一个实验中，观察到了喇曼孤子与色散波之间的 XPM 互作用[23]，图 12.4 给出了 X-FROG 频谱图中这一现象的证据。由于 NSR 和喇曼孤子分别在光纤的正常和反常色散区传输，两者之间的群速度失配相对较小，这取决于它们各自的波长。如果两者在时域上交叠，那么喇曼孤子捕获色散波且两者一起传输就成为可能。

2004 年，在一项有关 XPM 效应对超连续谱产生的影响的研究中，发现 XPM 产生了波长向

蓝端位移的另一个频谱峰,而且波长位移的大小取决于入射泵浦功率[119]。图 12.26(a)给出了当中心波长为 790 nm 且重复频率为 1 GHz 的 27 fs 脉冲通过 1.5 m 长微结构光纤时,在不同平均功率下观察到的频谱。该微结构光纤有两个零色散波长,分别位于 700 nm 和 1400 nm 处。当平均功率 P_{av}为 53 mW 时,喇曼孤子和 NSR 在图中清晰可见,而且随着功率的增加,两者的波长朝着相反的方向位移。当平均功率 P_{av}为 118 mW 时,频谱中的最后一个峰也代表了一个色散波,这个峰是在喇曼孤子接近光纤的第二个零色散波长时产生的。另外,由于前面 12.1.4 节讨论过的 RIFS 抑制现象,频谱停止位移。

图 12.26(b)给出了当平均功率 P_{av}为 118 mW 时,观察到的频谱及相位失配随波长的变化关系[与图 12.26(a)相比,纵坐标被放大了][119]。在 515 nm 处实现了相位匹配,此处的尖峰代表 NSR 频谱。由于 XPM,蓝端的峰相对 NSR 峰位移了 60 nm 以上。基于广义 NLS 方程的数值模拟很好地再现了实验观测到的频谱特征,这对理解第二个峰是如何产生的也有所帮助。在光纤中不同距离处的模拟频谱图还显示,当孤子频谱向红端位移并且开始和色散波交叠时,孤子就会慢下来;它们通过 XPM 的互作用产生了蓝移尖峰。但是,由于群速度失配,两者最终彼此分离。本实验中,孤子捕获的这一特征现象并未发生。注意,在 1600 nm 附近产生的第二个色散波比孤子传输得快。由于 NSR 很快和孤子分离,XPM 感应的频谱峰在这种情形下并未产生。

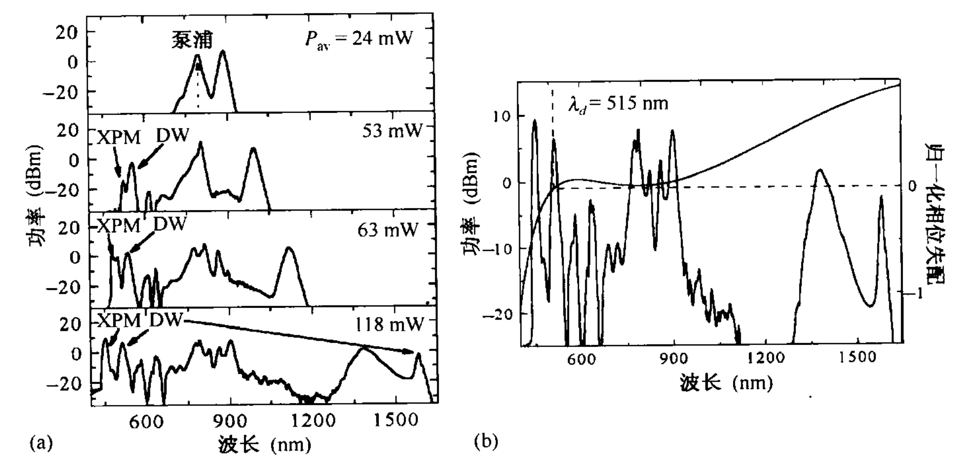


图 12.26 (a) 实验记录下的 1.5 m 长光纤输出端的频谱;(b) 平均功率 P_{av}为 118 mW 时放大了的频谱。相位匹配曲线与虚线的交点指示了NSR的发射波长[119]

由于通过 NSR 产生的色散波的准确波长取决于所用光纤的色散特性,由此而产生的孤子和色散波之间的群速度失配取决于光纤和脉冲参量值。当这种失配不太大时,就能发生孤子捕获。在 2005 年的一项数值研究中,发现 XPM 耦合孤子对与 7.3 节中讨论的相似,可以在特定条件下在具有两个零色散波长的光纤中形成[120]。图 12.27 给出了两种光子晶体光纤的频谱图,两者的唯一区别是,将直径为 1 μm 的空气孔的孔间距由图 12.27(a)中的 1.2 μm 改为图 12.27(b)中的 1.3 μm。

对图 12.27(a)所示的 1.2 μm 孔间距的情形,光纤的第二个零色散波长在 1330 nm 附近。当峰值功率为 15 kW 且中心波长为 804 nm 的 13 ps 脉冲入射到这种光纤中时,喇曼孤子首先在可见光区发射 NSR,然后在超过 1330 nm 的红外光区发射 NSR,因为 RIFS 在第二个零色散波长附近被抑制。在红外光区,辐射波的群速度接近孤子的群速度,因此两者通过它们之间的 XPM 感应耦合在距离 $z = 35$ cm 处形成了一个亮-亮孤子对[120]。当 $z > 35$ cm 时,孤子对以一个整体移动。甚至在 $z = 60$ cm 处,色散波的时域宽度也没有大的变化,尽管此波在光纤的正常色散区内传输。

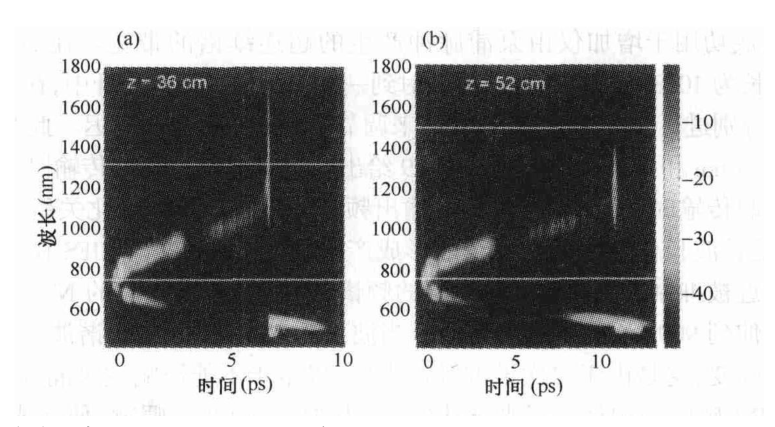


图 12.27　峰值功率为 15 kW 的 13 ps 脉冲分别入射到空气孔间距为(a) 1.2 μm 和(b) 1.3 μm 的两光子晶体光纤中时得到的频谱图，图中两水平线标出了光纤的零色散波长[120]

如果对于频率为 ω_d 的色散波，参量 $\beta_1 \equiv 1/v_g$ 可以写成

$$\beta_1(\omega_d) \approx \beta_1(\omega_s) + \beta_2(\omega_s)\Omega + \tfrac{1}{2}\beta_3(\omega_s)\Omega^2 \tag{12.4.5}$$

式中，$\Omega = \omega_d - \omega_s$，$\omega_s$ 为孤子频谱的中心频率，同时仅保留至三阶色散项，则可以得到可能导致 XPM 感应的孤子配对的条件。显然，当 $\Omega = -2\beta_2/\beta_3$ 时，有 $\beta_1(\omega_d) = \beta_1(\omega_s)$。如果光纤满足这一条件，则色散波就能够被孤子捕获，两者通过 XPM 发生耦合，并以孤子对的形式一起运动。

通过将强主脉冲和波长不同的另一脉冲同时入射到高非线性光纤中，也可以导致 XPM 效应的产生[121~125]。这种配置允许采用更多的控制手段，譬如第二个脉冲可被延迟或提前，这样两者在光纤中传输一段距离后即可实现交叠。同样，也可以通过选择第二个脉冲的波长、脉宽和能量来实现对 XPM 的控制。事实上，为了便于实验，常把第二个脉冲的波长选择在主脉冲的二次谐波波长处。利用两个输入脉冲的主要优点在于，两者之间的 XPM 互作用将导致所产生的超连续谱在可见光区有相当大的频谱展宽。在一项数值研究中，提出了利用 XPM 产生蓝光的方法[123]。具体方案是，将中心波长为 900 nm 且峰值功率为 1.7 kW 的 27 fs 脉冲，与中心波长为 450 nm 且峰值功率仅为 5.6 W 的 200 fs 脉冲一同在一段微结构光纤中传输，光纤零色散波长定在 650 nm 处，这样两脉冲以几乎相同的群速度传输(导致增强的 XPM 互作用)。研究发现，第二个脉冲的宽度和相对时间延迟会影响可见光区的频谱。图 12.28 给出了在 80 cm 长光纤输出端，由理论预测得到的蓝光区的频谱随 200 fs 脉冲的初始时间延迟[见图 12.28(a)]，以及零时间延迟下二次谐波脉冲宽度的变化关系[见图 12.28(b)]。

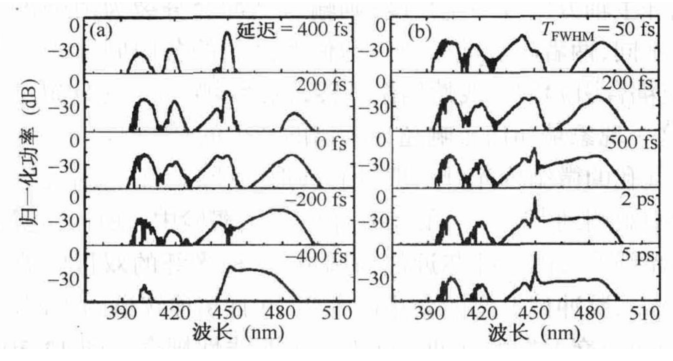


图 12.28　峰值功率为 1.7 kW 的 27 fs 脉冲和峰值功率仅为 5.6 W 的波长为 450 nm 的 200 fs 二次谐波脉冲一起在微结构光纤内传输时预期的频谱。(a) 频谱随200 fs脉冲初始时间延迟的变化；(b) 零时间延迟下频谱随二次谐波脉冲宽度的变化[123]

XPM 现象已成功用于增加仅由泵浦脉冲产生的超连续谱的带宽。在 2005 年的一项研究中[125],将中心波长为 1028 nm 的 30 fs 脉冲入射到一段 5 m 长微结构光纤中,在有和没有弱二次谐波脉冲的条件下分别进行实验,用一个延迟线来调节两者的相对时间延迟。此光纤有两个零色散波长,分别位于 770 nm 和 1600 nm 处。图 12.29 给出了当泵浦脉冲单独传输[见图 12.29(a)]及与二次谐波脉冲一起传输时[见图 12.29(b)],输出频谱随泵浦功率的变化关系。当仅有泵浦脉冲入射时,通过向更长波长位移的喇曼孤子的形成产生超连续谱,直至 RIFS 在 1600 nm 处的第二个零色散波长附近被抑制。在 1700 nm 附近的频谱区,喇曼孤子发射的 NSR 是非常明显的,但超连续谱不会延伸到 900 nm 以下的频谱区。当波长为 514 nm 的二次谐波脉冲同时入射时,上述现象并未发生改变,这是由于二次谐波脉冲太弱,以至于不能影响主泵浦脉冲。但是,由于泵浦脉冲产生的 XPM 感应的相移对绿光脉冲(波长为 514 nm)产生啁啾,使从光纤输出的超连续谱在可见光区展宽,覆盖了从 350 nm 至 1700 nm 的较宽范围。在另一个实验中[121],通过调节泵浦脉冲和二次谐波脉冲的功率比,有可能产生光滑且近似平坦、能够覆盖整个可见光区的超连续谱。显然,XPM 可以作为一种工具,用来修饰所产生的超连续谱的特性。

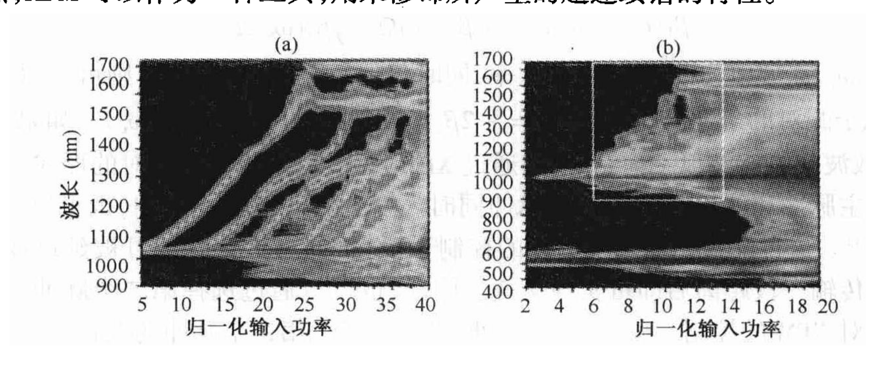


图 12.29 当 30 fs 输入脉冲在 5 m 长光纤中(a) 独自传输及(b) 与弱二次谐波脉冲一起传输时,测得的频谱随入射功率的变化关系,白色矩形标明图12.29(a)覆盖的区域[125]

12.4.4 偏振效应

基于方程(12.4.1)的数值模拟假设输入脉冲在光纤传输过程中,其偏振态(SOP)保持不变。然而,正如在第 6 章中看到的,实际情况下这一假设常常是不正确的。在高双折射光纤中,如果输入脉冲的偏振方向与光纤某个主轴的方向一致,则输入脉冲的偏振态能够保持不变。但是,如果一开始它就与光纤主轴方向成一定角度,则输入脉冲会分裂为两个正交的偏振模,而且由于这两个模的群速度不同,两者将彼此分离。即使在理想的各向同性光纤中,两正交偏振光纤模式之间的 XPM 感应耦合引起的非线性偏振旋转,也会影响孤子的分裂过程。重要的问题是,在高非线性光纤中,这一现象是如何影响超连续谱的产生的[126~133]。

包层含有多个空气孔的微结构光纤一般没有圆形的纤芯。在这种光纤中,超连续谱的偏振相关性已在几个实验中观测到[126~130]。在 2002 年的一个实验中,使用了包层空气孔具有六边形对称结构的光子晶体光纤[127],由于纤芯近似为圆形,这种光纤的双折射效应相对较弱。但是,人们发现超连续谱随输入脉冲偏振态的变化而改变,并且超连续谱的不同部分也表现为不同的偏振态,这表明光纤中两正交偏振的脉冲之间发生了非线性耦合。图 12.30 给出了当输入线偏振脉冲的偏振方向在 ± 30°范围内旋转时,记录下的超连续谱的变化情况,输入脉冲偏振方向的变化是通过旋转一段芯径为 2.5 μm 的 41 mm 长光纤实现的。在该实验中,将钛宝石激光器发

射的中心波长为 790 nm 的 18 fs 脉冲入射到光纤中。由图 12.30 可以清楚看出，超连续谱的频谱细节对脉冲的输入偏振态十分敏感。

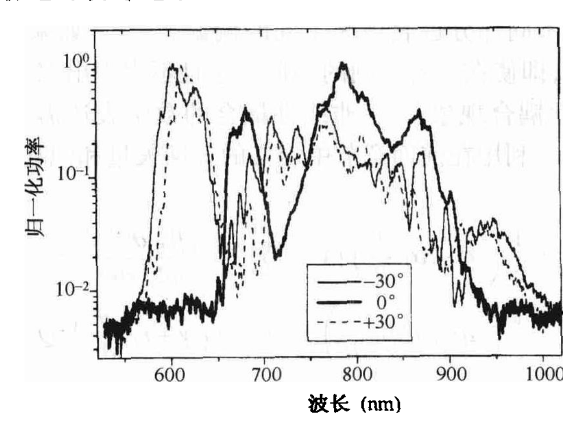


图 12.30　对线偏振的 18 fs 输入脉冲的不同偏振方向，在光子晶体光纤输出端记录下的超连续谱[127]

在另一个实验中，使用了一段具有椭圆形纤芯的高双折射微结构光纤[128]。图 12.31 给出了所观察的超连续谱随角度ϕ的变化关系（输入脉冲偏振态的方向是从慢轴算起的）。此实验中，将平均功率为 56 mW（重复频率为 80 MHz）且中心波长在 732 nm 附近的 200 fs 脉冲入射到有效模场面积为 2.3 μm^2 的 5 m 长光纤中。对分别沿光纤快轴、慢轴方向偏振的光来说，光纤的零色散波长分别为 635 nm 和 675 nm。当光沿这两个轴偏振（$\phi = 0°$或$\phi = 90°$）时，仅激发两正交偏振模的其中一个。这两种情形下所观察到的超连续谱的差异是由于光纤存在较大的双折射造成的，当脉冲在光纤中传输时，光纤在这两种情形下表现为不同的色散特性。

对于图 12.31(b)的情形（$\phi = 45°$），由于脉冲能量分为两个相等的部分，两个模式将以相同的峰值功率同时被激发。由于光纤双折射，两正交偏振的光脉冲以不同的群速度传输。然而，两者在光纤中传输不到 1 cm 就会彼此分开，这是因为对脉宽为 200 fs 的脉冲，其走离长度仅为 6 mm[128]。由于这两个脉冲分开以后，不能再通过 XPM 产生互作用，因此对于实验用的5 m长光纤来说，XPM 的影响可以忽略。由于并未在光电探测器之前放一个检偏器，因此所观察的频谱其实是沿光纤两个主轴分别产生的超连续谱的叠加。由于沿每个主轴都只分到一半的输入功率，因此这一条件下的频谱带宽有所减小。

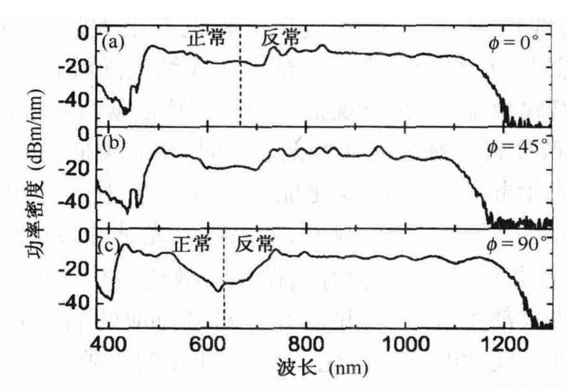


图 12.31　当线偏振的 200 fs 输入脉冲与高双折射微结构光纤的慢轴成不同角度时，在光纤输出端测得的超连续谱，虚线标出了沿光纤慢轴和快轴偏振时的零色散波长[128]

在低双折射光纤中,情况则完全不同,两正交偏振的脉冲以几乎相同的群速度传输,因此在光纤的大部分长度内,两者是交叠的。这两个脉冲间的 XPM 感应耦合导致偏振态的复杂演化,光纤输出端的超连续谱的不同部分也表现为不同的偏振态[131]。如果输入脉冲不是线偏振的,则两个偏振模都能被激发,即使在有着规则的圆形纤芯且不表现出双折射的理想各向同性光纤中,也能够发生这种非线性耦合现象[132]。非线性耦合的数学表述需要求解形如方程(12.4.1)的两个耦合广义 NLS 方程。利用在前面章节中定义的琼斯矢量和泡利矩阵,它们可被写成如下矢量形式:

$$\begin{aligned}\frac{\partial|A\rangle}{\partial z}+\frac{1}{2}\left(\alpha+i\alpha_1\frac{\partial}{\partial t}\right)|A\rangle+\sum_{m=2}^{M}i^{m-1}\frac{\beta_m}{m!}\frac{\partial^m|A\rangle}{\partial t^m}=\\ \frac{i}{2}\left(\Delta\beta+i\Delta\beta_1\frac{\partial}{\partial t}\right)\sigma_1|A\rangle+i\left(\gamma+i\gamma_1\frac{\partial}{\partial t}\right)|Q(z,t)\rangle\end{aligned} \tag{12.4.6}$$

式中,$|Q(z,t)\rangle$与光纤的三阶非线性响应有关。若忽略喇曼响应的各项异性部分,则有以下形式:

$$\begin{aligned}Q(z,t)\rangle=\frac{2}{3}(1-f_R)[\langle A|A\rangle]|A(z,t)\rangle+\frac{1}{3}(1-f_R)[\langle A^*|A\rangle]|A^*(z,t)\rangle+\\ f_R|A(z,t)\rangle\int_{-\infty}^{t}h_R(t-t')\langle A(z,t')|A(z,t')\rangle\mathrm{d}t'\end{aligned} \tag{12.4.7}$$

方程(12.4.6)通过参量 $\Delta\beta$ 和 $\Delta\beta_1$ 将双折射效应包括在内,此处 $\Delta\beta=\beta_{0x}-\beta_{0y}$ 由式(6.1.13)给出,而 $\Delta\beta_1=\beta_{1x}-\beta_{1y}$ 是考虑到两正交偏振脉冲的群速度差异。

基于方程(12.4.6)和方程(12.4.7)的数值模拟显示,超连续谱中一个具体频谱分量的偏振态通常是椭圆偏振的,即使最初入射到光纤中的是线偏振脉冲。另外,不同频谱分量的偏振态的差异也很大。在一项研究中,定义椭圆率为

$$e_p(\omega)=\langle\tilde{A}(L,\omega)|\sigma_3|\tilde{A}(L,\omega)\rangle/\langle\tilde{A}(L,\omega)|\tilde{A}(L,\omega)\rangle \tag{12.4.8}$$

可用它作为偏振态沿超连续谱变化的一个简单量度[131]。此处 $|\tilde{A}(L,\omega)\rangle$ 是长为 L 的光纤输出端的频谱振幅,σ_3 是泡利矩阵,$\langle\tilde{A}(L,\omega)|\tilde{A}(L,\omega)\rangle$ 代表在频率为 ω 处的总功率密度。举例来说,当峰值功率为 10 kW 的 100 fs 脉冲以与慢轴成 45°的线偏振态入射到 6 cm 长微结构光纤中时,其在时域和频域的演化过程如图 12.32 所示,实线和虚线分别表示 x 偏振分量和 y 偏振分量。其中微结构光纤的芯径为 2.2 μm,$\beta_2=-13.5\ \mathrm{ps^2/km}$,$\gamma=80\ \mathrm{W^{-1}/km}$,$\Delta\beta=1\times10^{-5}$。

图 12.32 的几个特点值得注意。首先,即使两正交偏振的光脉冲在 $z=0$ 处是相同的,但由于两者之间发生线性和非线性耦合,它们的演化过程也有很大的不同。特别是,两者之间的 XPM 感应耦合导致偏振态以一种复杂的方式沿整个超连续谱随波长变化。如果在记录频谱之前,将一个检偏器置于光纤输出端,那么所观察到的频谱特征就会随检偏器的旋转而改变,这正是在图 12.30 中看到的。改变输入脉冲的初始偏振态时,也有类似的行为发生。

也许有人会问,偏振态沿超连续谱的变化能否在无双折射的理想各向同性光纤[此时方程(12.4.6)中的 $\Delta\beta$ 和 $\Delta\beta_1$ 为零]中发生?显然,如果输入光脉冲最初是线偏振的,由于各向同性光纤在各个方向上的特性相同,因此不会有偏振相关效应发生。但是,如果输入光脉冲是轻度椭圆偏振的,则两正交模式都将被激发,并且由于 XPM 感应的耦合引起的非线性偏振旋转效应,它们的偏振态会以一种非线性的方式演化。在 2004 年的一项研究中,基于方程(12.4.6)的数值模拟显示,通过高阶孤子分裂过程产生的不同基阶孤子有不同的椭圆率,随着孤子频谱通过 RIFS 沿光纤位移,椭圆率并未发生太大变化[132]。与此相反,NSR 的频谱分量的偏振态持续沿光纤演化。在给定的距离处,无论是时域上还是频域上,脉冲的偏振态都在邦加球上以一种

复杂的方式变化着。这些特点表明，孤子分裂过程本质上是一个矢量过程，即使在各向同性光纤中也是如此。

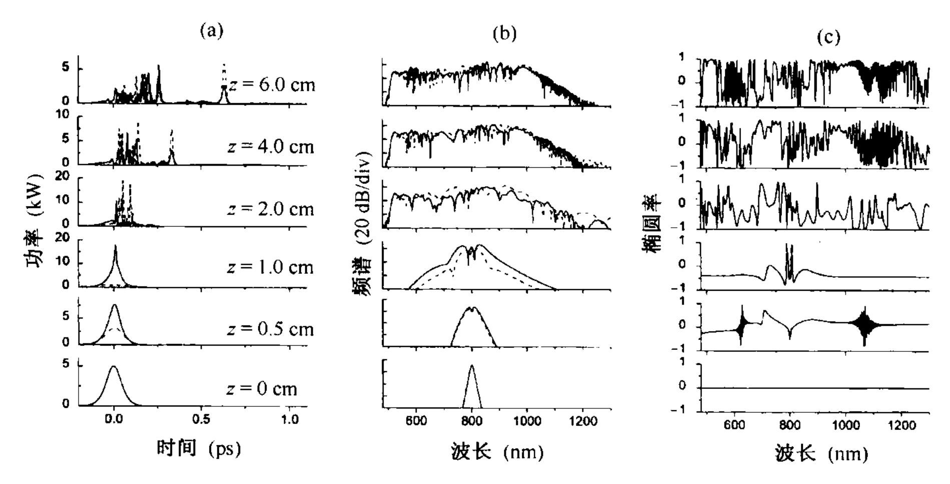


图 12.32 当线偏振的 100 fs 输入脉冲与光纤的慢轴成 45°角时，脉冲形状、频谱和椭圆率在6 cm长微结构光纤上的演化[131]

作为一个实例，图 12.33 给出了当孤子阶数 $N\approx12$ 的 150 fs 脉冲以 1.4°的椭圆角（此时 y 方向偏振分量的能量还不到输入能量的 0.1%）入射到一段 12 cm 长锥形光纤中时，脉冲在时域和频域的演化[132]。由图 12.33 可见，脉冲几乎保持线偏振状态，直至它在 $z=1.6$ cm 附近开始分裂。超过这个距离，高阶孤子将发生分裂，生成具有不同偏振态的多个基阶矢量孤子。最右边的孤子（具有最大的 RIFS）接近线偏振，但第二个、第三个和第四个孤子的椭圆角分别为 5.4°、15.4°和 16°。$t=0$ 附近的时域结构中包含了剩余的脉冲能量，并且表现出更为复杂的偏振特性。比较 $z=12$ cm 处的标量图样和矢量图样表明，孤子分裂的矢量特性还影响了单个孤子经历的时间延迟。这些结果表明，对根据光纤和其他实验条件解释所观测到的数据，方程(12.4.6)是不可或缺的。

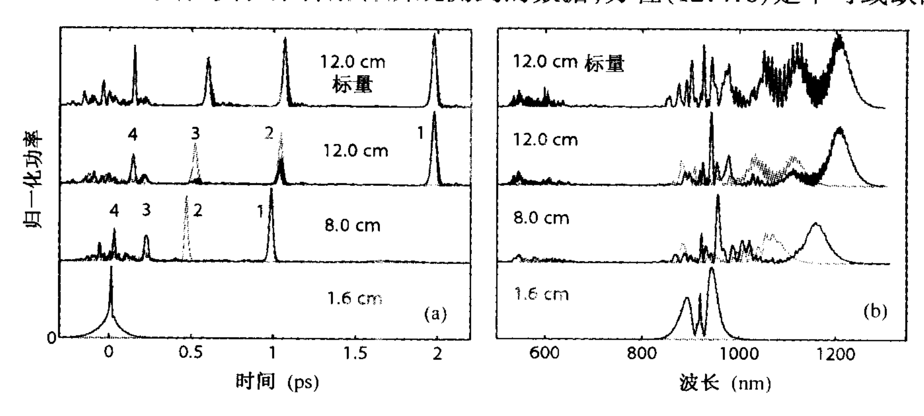


图 12.33 当 $N\approx12$ 的 150 fs 脉冲入射到锥形光纤中时，在距离 1.6 cm、8 cm 和 12 cm 处的(a) 时域和(b) 频域图样，为便于比较，图中还给出了 $z=12$ cm处的标量情形。深线和浅线分别表示 x 偏振分量和 y 偏振分量，注意频谱强度是以线性标度绘出的[132]

12.4.5 超连续谱的相干特性

通过将实验得到的超连续谱（见图 12.19 和图 12.20）和数值模拟得到的结果（见图 12.21）进行比较，发现前者比后者光滑得多。这一特点与大多数实验采用重复频率为 80 MHz 左右的

脉冲序列,而数值模拟中往往只采用单个脉冲有关。对超连续谱进行的任何频谱测量,代表的都是许多脉冲的平均结果,由于多数锁模脉冲激光器都表现出脉冲间的起伏,因此在图 12.21 中看到的精细结构在取平均的过程中被清除了。

从实际的角度考虑,如果超连续谱作为宽带光源应用于医学、计量学和其他领域,其相干特性将变得很重要。基于此原因,超连续谱的相干性问题引起了人们的极大关注[134~147]。第一个问题是,超连续谱的相干特性究竟意味着什么?如果整个超连续谱是由在单模光纤中传输的脉冲产生的,那么其输出应该是空间相干的,但其时间相干性受单个输入脉冲能量、宽度和抵达时间的起伏的影响,结果频谱的相位可能在整个超连续谱的带宽内出现起伏。

衡量超连续谱相干性的一种较为适当的方法是引入相干度这个物理量。在标量情形下,相干度被定义为[99]

$$g_{12}(\omega)=\frac{\langle\tilde{A}_1^*(L,\omega)\tilde{A}_2(L,\omega)\rangle}{[\langle|\tilde{A}_1(L,\omega)|^2\rangle\langle|\tilde{A}_2(L,\omega)|^2\rangle]^{1/2}} \tag{12.4.9}$$

式中,$\tilde{A}_1$ 和 $\tilde{A}_2$ 是两相邻脉冲的傅里叶变换,角括号表示对全部脉冲的平均。实验上,可以通过一台迈克尔逊干涉仪使入射到光纤中的脉冲序列中的两相邻脉冲发生干涉,并记录下作为波长的函数的所得到的频谱条纹的对比度,以测量相干度[140]。通过频谱分析仪的积分时间能自动得到总平均值。

如果偏振效应比较重要,则可以通过将量子噪声加到输入脉冲中(每个模式一个光子),重复解方程(12.4.1)或方程(12.4.6)来数值计算 $g_{12}(\omega)$[99]。结果表明,输出脉冲的波形和频谱因脉冲而异。另外,$g_{12}(\omega)$沿超连续谱变化较大,这取决于输入脉冲参量的平均值。特别是,相干性的退化对输入脉冲的宽度极为敏感。图 12.34 给出了对三个不同脉宽得到的平均输出频谱和相干度 $g_{12}(\omega)$,假定每种情形下输入脉冲的峰值功率均为 10 kW,所用光纤的各个参量值与图 12.21 中的相同。显然,与 100 fs 脉冲相比,150 fs 脉冲产生的超连续谱的相干性更差一些。更重要的是,对脉宽为 50 fs 的脉冲,沿整个超连续谱都能保持相干。

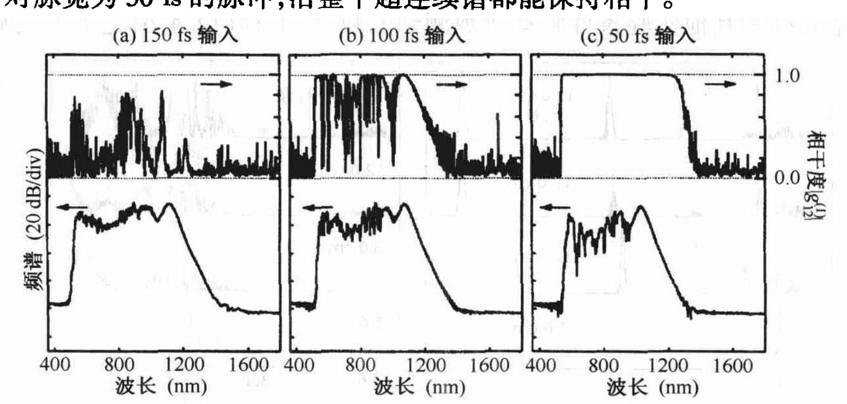


图 12.34 当峰值功率为 10 kW 的 850 nm 脉冲以不同的脉宽入射到光纤中时,在光纤输出端测得的平均频谱(下图)和相干度(上图)[99]

为理解图 12.34 所示的特征,注意孤子阶数 N 与脉宽 T_0 呈线性关系。因此,对脉宽为 50 fs 的脉冲来说,N 相对较小。同样,色散长度正比于 T_0^2,因此脉宽为 50 fs 的脉冲与脉宽为 150 fs 的脉冲相比,其色散长度(约为 63 mm)仅为后者的 1/9。由于峰值功率是固定不变的,所以在各种情形下,非线性长度 L_{NL}都是 1 mm 左右。所得出的一条主要结论是,孤子分裂过程带有噪声是其本身固有的,因此它对输入脉冲的振幅和相位比较敏感。如果 N 值较小,则脉冲分裂为数

量较少的几个基阶孤子，且受噪声的影响也较小。与此相反，如果在分裂过程中产生较多的基阶孤子，则噪声也随之增大。以下事实可为这一结论提供某些支持，即人为地设定 $f_R=0$ 而忽略喇曼效应，则脉冲越宽，相干性退化得越厉害[99]。数值模拟也表明，即使对脉宽为 150 fs 的脉冲，如果它在不能发生孤子分裂的光纤的正常色散区传输，则仍能保持其相干性。

在几个实验中已经观察到超连续谱的相干性退化现象[137~141]。在其中一个实验中，将 100 fs 的脉冲入射到 6 cm 长锥形光纤中，发现输入脉冲波长处的光纤 GVD 对超连续谱的产生起决定性作用[140]。正如所预期的，在正常 GVD 区因为没有发生孤子分裂，相干性较高，但超连续谱带宽也被限制在 200 nm；接近零色散波长（约为 820 nm）时，相干性沿超连续谱是不均匀的，有的区域相干性高一些，而有的区域相干性低一些；在反常 GVD 区，相干性在 860 nm 波长处严重退化，但在 920 nm 波长处却相当高。在这种情形中，超连续谱从 500 nm 延伸到 1300 nm，整个带宽上 g_{12} 的平均值约为 0.7。这些结果可以这样理解，增加 β_2 与减小脉冲宽度的效果相同，因为对更大的 β_2，孤子阶数 N 和色散长度 L_D 都将减小。

超连续谱伴随噪声的本性具有实际含义。例如，它限制了基于超连续谱的频率梳的稳定性，这种频率梳可用在计量学方面[142]。当用高非线性光纤将超短脉冲的频谱展宽时，这种噪声还从根本上限制了超短脉冲的压缩[143]。即使用连续激光产生超连续谱，连续激光的相干性也会影响光纤输出端的噪声。在一个实验中[144]，将 1480 nm 的低相干半导体激光器的输出放大到 1.6 W 后，注入到 5 km 长的高非线性光纤中，发现所得超连续谱的相对强度噪声（RIN）在大于 1 GHz 的带宽上增强了 15 dB/Hz 以上。光纤输出端的时域曲线常常表现出超过平均功率 50% 的功率起伏，其标准差为 35%。基于方程（12.4.1）（已做了修正，将自发喇曼噪声包括在内）的数值模拟表明，孤子分裂起重要作用，将导致增强的强度噪声[147]。数值模拟结果还表明，实验所得频谱的平坦特性是测量过程中对时间取平均的结果。

一个很自然的问题是，有没有可能改善超连续谱的相干性？在一个有趣的称为色散微管理（dispersion micro-management，DMM）的方案中，通过适当地让光纤变细，使色散沿光纤长度方向是不均匀的[148]。在该实验中，利用芯径为 2.6 μm 的 80 cm 长空心光纤，芯径为 2.7 μm 的 6 cm 长锥形光纤及在 1 cm 锥形区芯径从 3.3 μm 减小到 2.6 μm 的 2.3 cm 长光子晶体光纤来产生超连续谱。由于色散微管理，最后一种情形得到的频谱更平坦一些。图 12.35 给出了用中心波长为 580 nm 且带宽为 25 nm 的光学滤波器对超连续谱切片后得到的频谱。中心在锁模脉冲重复频率附近的强度噪声谱表明，在频谱相对平坦的 DMM 情形中，噪声基底降至背景以下。观察到的低噪声的物理区域与孤子产生 NSR 的频率有关。更特别的是，能实现 NSR 与某个孤子相位匹配的波长，在光纤输出端1 cm 长的锥形区内发生了位移。

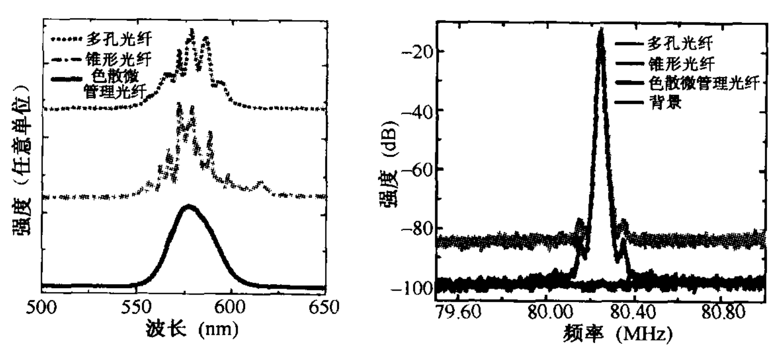


图 12.35　三种光纤用于超连续谱产生时，(a) 在 580 nm 附近滤出的频谱，(b) 强度噪声。HF 和 taper分别表示常数芯径的多孔光纤和锥形光纤[148]

12.5 谐波产生

谐波产生是一种普遍的非线性现象,能用来产生可见光区和紫外区的光。本节将简单讨论当强泵浦光束入射到光纤中时产生的二次和三次谐波现象。

12.5.1 二次谐波产生

严格地讲,二次谐波产生(SHG)在石英光纤中不会发生,因为 SiO_2 玻璃表现为反演对称性,源于二阶极化率 $\chi^{(2)}$ 的所有非线性效应都不会产生。然而,几个早期的实验表明,当 Nd:YAG 激光器产生的 1.06 μm 强泵浦脉冲在光纤中传输时,就会产生二次谐波[149~151]。和频与二次谐波过程的转换效率约为 0.1%,如此高的转换效率是始料未及的。有几种机制能提供发生这些过程所需的有效 $\chi^{(2)}$,其中最重要的是纤芯-包层界面的表面非线性和源于电四极矩及磁偶极矩的非线性。详细计算表明[152],这种非线性提供的最大转换效率也仅约为 10^{-5},因此必然存在某些其他机制导致了石英光纤中的 SHG 现象。

这一机制的最初线索是在 1986 年发现的,当时发现如果用泵浦光将某些光纤照射几个小时,则二次谐波功率就会大幅度增长。在其中一个实验中[153],当平均功率为 125 mW 的 100 ps 泵浦脉冲在 1 m 长光纤中传输时,SHG 功率几乎随时间指数增长,并在 10 小时后开始饱和。光纤输出端 0.53 μm 脉冲的宽度约为 55 ps,其强度足以用来泵浦染料激光器;最大转换效率约为 3%。这一实验导致了对光纤中 SHG 的广泛研究[154~172]。结果表明,当用某些波长的强辐射对光纤曝光后,由于光纤的光敏特性,其光学特性将被永久性地改变。使纤芯折射率增大的掺杂物,如锗和磷,能够增强光纤的光敏特性。在 1987 年的一个实验中[158],用波长为 647.1 nm 且峰值功率仅为 720 W 的 100 ps 脉冲将纤芯掺锗的光纤泵浦 20 分钟,就可以用于 SHG 过程。而在另一项研究进展中,发现如果弱二次谐波信号和泵浦脉冲一起入射,则光敏光纤能够在几分钟内制备完毕[155]。如果没有二次谐波种子光,同样的光纤甚至在 12 小时后也未能制备完毕。

物理机制

1987 年,人们提出几种物理机制来解释光纤中的 SHG[154~157]。这些机制都是以某种实体,如色心或缺陷,沿光纤的周期性排序为基础的,相位匹配条件是自动满足的。在其中一种模型中,排序是通过三阶参量过程发生的,其中泵浦波和二次谐波(内部产生或外部施加)混合在一起,产生由下式给出的静态或直流极化(零频率)[155]:

$$P_{dc} = (3\varepsilon_0/4)\mathrm{Re}[\chi^{(3)}E_p^*E_p^*E_{SH}\exp(i\Delta k_p z)] \tag{12.5.1}$$

式中,E_p 为频率为 ω_p 的泵浦光场,E_{SH}是频率为 $2\omega_p$ 的二次谐波种子光场。波矢失配 Δk_p 为

$$\Delta k_p = [n(2\omega_p) - 2n(\omega_p)]\omega_p/c \tag{12.5.2}$$

极化 P_{dc}感应出一个极性沿光纤以相位匹配周期 $2\pi/\Delta k_p$(对 1.06 μm 的泵浦,约为 30 μm)周期性变化的直流电场 E_{dc},该电场使电荷重新分布,产生偶极子的一个周期性阵列。参与偶极子形成的物理实体可以是缺陷、陷阱或色心。主要一点是,电荷的这种重新分布破坏了反演对称性,而且它是以相位匹配条件要求的适当周期为周期的。确实,偶极子以 $\chi^{(2)}$ 的有效值对光场产生响应,使光纤能够产生二次谐波。在最简单的情形下,$\chi^{(2)}$ 与 P_{dc}成正比,于是

$$\chi^{(2)} \equiv \alpha_{SH}P_{dc} = (3\alpha_{SH}/4)\varepsilon_0\chi^{(3)}|E_p|^2|E_{SH}|\cos(\Delta k_p z + \phi_p) \qquad (12.5.3)$$

式中，α_{SH}是一个常数，其大小取决于引起 $\chi^{(2)}$ 的微观过程；ϕ_p 是取决于泵浦波和二次谐波种子光初始相位的相移。由于 $\chi^{(2)}$ 的周期特性，制备过程可以说是形成 $\chi^{(2)}$ 光栅的过程。

直流电场 E_{dc}通过 $\chi^{(3)}$ 产生的这一简单模型有一个主要缺点[162]。在典型的实验条件下，若取 $\chi^{(3)} \approx 10^{-22}$ (m/V)^2，则对于约 1 kW 的泵浦功率和约 10 W 的二次谐波种子光功率，由式(12.5.1)可以求得 $E_{dc} \approx 1$ V/cm。这个值太小，无法对缺陷定位并形成 $\chi^{(2)}$ 光栅。

为解决这一偏差，人们提出了几种可选择的机制。在其中一个模型中[166]，电荷离域化过程将 $\chi^{(3)}$ 的大小提高了几个数量级，结果导致 E_{dc}的相应增强。在另一个模型中[167]，自由电子通过缺陷的光致电离过程产生，并通过相干光伏效应产生强电场(E_{dc}约为 10^5 V/cm)。在第三个模型中[168]，通过三个多光子过程发生电离(涉及四个泵浦光子，两个二次谐波光子，或者两个泵浦光子和一个二次谐波光子)。在该模型中，$\chi^{(2)}$ 光栅通过量子干涉效应产生，这种效应导致了电子注入过程取决于泵浦波和二次谐波的相对相位。这种电荷转移模型在定性结果上与观察到的大部分特征相符合。

实际情况下实现的转换效率被限制在约为 1%[153]。在制备过程的初始阶段，二次谐波功率按指数方式增长，但随后发生饱和。一种可能性是，通过 SHG 产生的光会干涉 $\chi^{(2)}$ 光栅的形成，因为它与原始光栅是反相的[155]。如果事实的确如此，那么在没有泵浦波的情况下只让二次谐波通过光纤，就有可能将光栅擦除。确实，已经观察到了这种擦除行为[159]，擦除率取决于入射到光纤中的二次谐波功率。在其中一个实验中[160]，当平均功率约为 2 mW 时，转换效率在五分钟内减小到原来的十分之一。尽管衰减不是指数形式的，但它与时间的关系遵循$(1+Ct)^{-1}$形式，其中 C 是一常数。而且，擦除过程是可逆的，也就是说，可以通过对光纤进行再处理，恢复其原始转换效率。这些观察结果与通过带电实体(如色心、缺陷或陷阱)的排序形成 $\chi^{(2)}$ 光栅的模型一致。

热极化和准相位匹配

由于光敏光纤的转换效率有限，已经用准相位匹配技术来制造适合 SHG 的光纤。尽管准相位匹配技术早在 1962 年就提出来了[173]，但其直到 20 世纪 90 年代才得到发展，并且大部分准相位匹配用电光材料实现，如铌酸锂。早在 1989 年，这种技术就用在光纤中，称为电场感应 SHG[174]。其基本思想相当简单，即通过外加直流场(而不是由光从内部感应的)产生一个有效 $\chi^{(2)}$。然而，$\chi^{(2)}$沿光纤保持常量不变，在实际中并没有多大用处，因为大的相位失配是由式(12.5.2)中的 Δk_p 决定的。

准相位匹配技术通过沿样品周期性反转 $\chi^{(2)}$ 的符号，提高了 SHG 的效率[175]。当将这一技术用于光纤时，需要沿光纤长度周期性地反转电极。周期的选择应使 $\chi^{(2)}$ 的符号在 SHG 功率流回到泵浦波中之前反转，即周期的大小应为 $2\pi/\Delta k_p$。准相位匹配普遍与热极化结合使用，热极化可以在石英玻璃或光纤中永久性地产生相当大的 $\chi^{(2)}$ 值[176~179]。尽管热极化自从 1991 年就已经使用，但直到 2005 年，热极化产生 $\chi^{(2)}$ 的准确物理机制还在争论之中[180~185]。

热极化要求沿光纤纤芯施加一个强直流电场，其持续时间从十分钟至几个小时，使温度升高到 250℃至 300℃。若想沿整个光纤长度建立一个恒定值的 $\chi^{(2)}$，可以通过光纤包层内的两个孔插入电极，其中正电极应离光纤纤芯相当近，因为接近这一电极的负电荷层的形成在电荷转移和电离过程中起重要作用，而这被认为是形成感应 $\chi^{(2)}$ 的原因[179]。

准相位匹配技术要求在热极化过程中,沿光纤长度周期性地反转电场的极性。为制造这种周期性极化的石英光纤,光纤一侧的包层要蚀刻掉,形成D形光纤。光纤的平坦表面应非常接近光纤纤芯,典型距离为5 μm[186]。然后利用标准的平版印刷技术,在平坦表面上制作带有图样的铝接触。对1.54 μm的泵浦波长,要求的周期接近56.5 μm,光纤的热极化会形成一个具有同样周期的$\chi^{(2)}$光栅。

用波长为1.532 μm且峰值功率达30 kW的2 ns脉冲泵浦这种准相位匹配光纤(长7.5 cm)[186],产生了平均效率达21%的766 nm二次谐波。图12.36给出了平均SHG功率和转换效率随平均泵浦功率的变化关系曲线,其中实线表示理论预期的线性和二次方拟合结果,插图为泵浦脉冲形状。通过利用更长的光纤和优化热极化过程来提供更高的$\chi^{(2)}$值,做进一步的改进也是可能的。本实验表明,准相位匹配光纤代表了一种可行的、有应用潜力的非线性介质,可用于二阶参量过程。准相位匹配的主要缺点是,$\chi^{(2)}$光栅的周期取决于泵浦波长,两者应精确匹配。即使泵浦波长有1 nm的失配,效率也会下降50%。在微结构光纤可以应用不久,热极化技术就用在它上面[187]。微结构光纤的模式特性提供了在泵浦波长的更宽范围内实现SHG的可行性[188],然而迄今实现的转换效率还相当低。

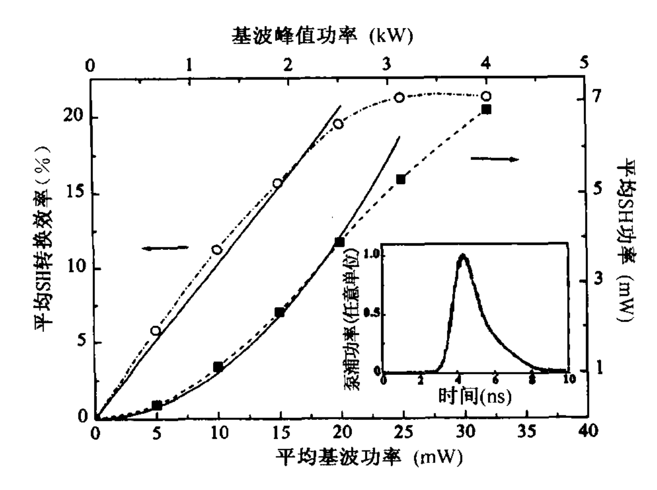


图12.36　当重复频率为4 kHz的2 ns脉冲入射到热极化光纤中时,平均转换效率和SH功率随平均泵浦功率(基波功率)的变化关系[186]

在2000年的一个实验中,无需采用热极化和准相位匹配,就在10 cm长微结构光纤中观察到了接近二次谐波波长的频谱峰[189]。图12.37给出了当峰值功率为250 W且波长为895 nm的100 fs脉冲入射到该光纤中时,在光纤输出端测量到的频谱。SHG峰与泵浦脉冲正交偏振,意味着双折射效应将起重要作用。在2005年的一个实验中,在能支持两个模式的光纤中也观察到了SHG现象[190]。SHG的起源很可能和源于包层内大量空气孔的表面非线性有关。同时,微结构光纤能支持多模传输和奇异的色散特性,有助于相位匹配的实现。尽管SHG效率只有百分之几,但当波长为1060 nm且峰值功率为6 kW的600 ps脉冲入射到2 m长光纤中时,已足以产生从350 nm延伸到1750 nm的超宽带超连续谱。这种宽带宽是由于SHG感应的调制不稳定性引起的。

SHG理论

下面从式(12.5.3)给出的$\chi^{(2)}$出发,遵循标准步骤[173]来研究SHG。假设用频率为ω_1的光来制备光敏光纤,ω_1一般与ω_p不同。泵浦光场A_p和二次谐波光场A_h满足下面的一组耦合振

幅方程[154]：

$$\frac{\mathrm{d}A_p}{\mathrm{d}z}=i\gamma_p(|A_p|^2+2|A_h|^2)A_p+\frac{i}{2}\gamma_{\mathrm{SH}}^*A_hA_p^*\exp(-i\kappa z) \tag{12.5.4}$$

$$\frac{\mathrm{d}A_h}{\mathrm{d}z}=i\gamma_h(|A_h|^2+2|A_p|^2)A_h+i\gamma_{\mathrm{SH}}A_p^2\exp(i\kappa z) \tag{12.5.5}$$

式中，γ_p 与 γ_h 的定义与式(2.3.28)类似，γ_{SH}的表达式为

$$\gamma_{\mathrm{SH}}=(3\omega_1/4n_1c)\varepsilon_0^2\alpha_{\mathrm{SH}}f_{112}\chi^{(3)}|E_p|^2|E_{\mathrm{SH}}| \tag{12.5.6}$$

式中，f_{112}是交叠积分因子(见 10.2 节)，$\kappa=\Delta k_p-\Delta k$ 且 Δk 由式(12.5.2)给出，只是要用 ω_1 代替 ω_p。参量κ是 $\omega_1\neq\omega_p$ 时产生的残余波矢失配，正比于 γ_p 和 γ_h 的项应归因于 SPM 和 XPM，一般应包括在内。

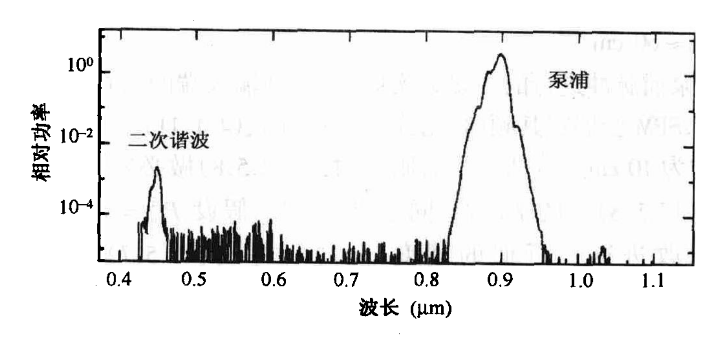


图 12.37 当峰值功率为 250 W 且波长为 895 nm 的 100 fs 脉冲入射到 10cm长微结构光纤中时，在光纤输出端测得的频谱[189]

方程(12.5.4)和方程(12.5.5)可以用 10.2 节的步骤求解。假设没有泵浦消耗($|A_h|^2\ll|A_p|^2$)，方程(12.5.4)的解为 $A_p(z)=\sqrt{P_p}\exp(i\gamma_pP_pz)$，式中 P_p 是入射泵浦功率。在方程(12.5.5)中引入 $A_h=B_h\exp(2i\gamma_pP_pz)$，可得

$$\frac{\mathrm{d}B_h}{\mathrm{d}z}=i\gamma_{\mathrm{SH}}P_p\exp(i\kappa z)+2i(\gamma_h-\gamma_p)P_pB_h \tag{12.5.7}$$

方程(12.5.7)容易求解。由此可得二次谐波功率为

$$P_h(L)=|B_h(L)|^2=|\gamma_{\mathrm{SH}}P_pL|^2\frac{\sin^2(\kappa'L/2)}{(\kappa'L/2)^2} \tag{12.5.8}$$

式中，$\kappa'=\kappa-2(\gamma_h-\gamma_p)P_p$。从物理意义上讲，SPM 和 XPM 改变了$\kappa$，因此它们对相位匹配条件有贡献。

当转换效率大于 1%时，无泵浦消耗的近似不再适用。研究结果表明，即使考虑到泵浦消耗，方程(12.5.4)和方程(12.5.5)也能够解析求解。1962 年，首次得到椭圆函数形式的解[173]。椭圆函数的周期性意味着在 SHG 功率达到最大值后，功率又流回到泵浦波中。理论分析还预见了由 SPM 和 XPM 感应的参量混频不稳定性的存在[171]。不稳定性表现为频率转换过程的空间周期的加倍。由于在大多数实验条件下，泵浦消耗可以忽略，因此这种效应很难在光纤中观察到。

在推导方程(12.5.8)时，假设 $\chi^{(2)}$ 光栅是沿整个光纤相干地产生的。若制备阶段用的是谱宽较窄的连续泵浦波，则情况确实如此。实际情况下，常用宽度约为 100 ps 的锁模脉冲泵浦，这种超短脉冲从两个方面影响光栅的形成。第一，泵浦和二次谐波脉冲的群速度失配导致它

们在几个走离长度 L_W 内分开。若在式(1.2.14)中取适合于 1.06 μm 实验的 $T_0 \approx 80$ ps和 $|d_{12}| \approx 80$ ps/m,则 $L_W = 1$ m。这样,对 100 ps 宽的泵浦脉冲,$\chi^{(2)}$光栅在大约 1 m 距离内就停止形成。第二,SPM 感应频谱展宽减小了 $\chi^{(2)}$光栅能够相干地产生二次谐波的相干长度 L_{coh}。

研究结果表明,L_{coh}是最终限制因素,因为在典型的实验条件下,$L_{coh} < L_W$。关于这一点可以这样理解,即每个泵浦频率以稍微不同的周期 $2\pi/\Delta k_p$ 产生各自的光栅,其中 Δk_p 由式(12.5.2)给出。从数学意义上讲,应对关于 P_{dc}的式(12.5.1)在整个泵浦频谱范围内积分,以包括每个光栅的贡献。假设泵浦和二次谐波脉冲的频谱都是高斯形的,则有效直流极化变为[161]

$$P_{dc}^{eff} = P_{dc}\exp[-(z/L_{coh})^2] \qquad L_{coh} = 2/|d_{12}\delta\omega_p| \tag{12.5.9}$$

式中,d_{12}的定义见式(1.2.13),$\delta\omega_p$ 是频谱半宽度(1/e 点)。对 $|d_{12}| = 80$ ps/m 和 10 GHz 的谱宽(指的是 FWHM),$L_{coh} \approx 60$ cm。

在利用 1.06 μm 泵浦脉冲进行的大多数实验中,光纤输入端的谱宽约为 10 GHz。然而,当泵浦脉冲沿光纤传输时,SPM 会展宽其频谱[见式(4.1.6)和式(4.1.11)]。这种频谱展宽大大减小了相干长度,预计 L_{coh}约为 10 cm。若 $L_{coh} < L$,则应对式(12.5.8)做必要的修正。利用一个简单近似[154],用 L_{coh}代替式(12.5.8)中的 L,这等同于对 $z \leqslant L_{coh}$假设 $P_{dc}^{eff} = P_{dc}$;而对 $z > L_{coh}$,$P_{dc}^{eff} = 0$。利用式(12.5.9)可以改进这一近似的精度,但需要将式(12.5.7)中的 γ_{SH}乘以指数因子 $\exp[-(z/L_{coh})^2]$。若 $L_{coh} \ll L$,则对方程(12.5.7)积分可得[161]

$$P_2(\kappa) = (\pi/4)|\gamma_{SH}P_pL_{coh}|^2\exp(-\tfrac{1}{2}\kappa^2L_{coh}^2) \tag{12.5.10}$$

这也是一个近似表达式,因为它是以仅在准连续条件下才成立的方程(12.5.4)和方程(12.5.5)为基础的。对短泵浦脉冲,利用式(10.2.23)中偏导数的和代替空间导数,可以在方程(12.5.4)和方程(12.5.5)中包含 GVD 效应。

12.5.2 三次谐波产生

与 SHG 相反,若满足相应的相位匹配条件,则入射光的三次谐波很容易在石英光纤中产生,因为它源于导致 FWM 和其他非线性效应的同一个 $\chi^{(3)}$。确实,已经在几个实验中观察到了三次谐波产生(THG),尽管由于在标准单模光纤中实现相位匹配比较困难,转换效率一般较低[191~197]。在 1993 年的一个实验中,发现掺锗的浓度会影响 THG 过程[193]。其他掺杂物,如铒或氮,也有助于提高 THG 的转换效率,而且在 1997 年实现了高达 2×10^{-4}的转换效率。

高非线性光纤中的 THG

研究表明,在高非线性光纤中更容易实现相位匹配条件。在 2000 年的一个实验中,当将波长为 1064 nm 的 1 kW 脉冲入射到 50 cm 长微结构光纤中时,产生了三次谐波[189]。在 2001 年的一项研究中[198],将光子晶体光纤用于 THG。从此,THG 这种非线性效应已引起人们的极大关注[199~206]。

为理解更容易在微结构光纤中观察到 THG 的原因,首先考虑究竟是什么原因导致难以在标准石英光纤中实现相位匹配。对频率为 ω 的准连续泵浦波,相位匹配条件为

$$\Delta\beta \equiv \beta(3\omega) - 3\beta(\omega) = (3\omega/c)[\bar{n}(3\omega) - \bar{n}(\omega)] = 0 \tag{12.5.11}$$

式中,$\beta(\omega) \equiv \bar{n}(\omega)\omega/c$ 是传输常数,$\bar{n}(\omega)$是有效模折射率。对于基模,频率为 ω 和 3ω 的 $\bar{n}$ 值

差别较大，因此 THG 过程在单模光纤中不能实现相位匹配。然而，若光纤在三次谐波波长支持多个模式，则当三次谐波以特定的高阶模传输时，$\bar{n}(3\omega)$近似与 $\bar{n}(\omega)$匹配。但是，这种情况仅当差值 $\bar{n}(3\omega)-\bar{n}(\omega)$比纤芯–包层折射率差小时才能发生，而对大部分标准光纤而言，纤芯–包层折射率差很少能超过 0.01。

如图 1.4 所示，纯石英的折射率在三次谐波波长处(在大部分实验中，此波长位于 300 ~ 500 nm 范围内)将增加 0.01 以上。由于没有一个限制模的有效折射率能大于包层折射率，因此在纤芯–包层折射率差为 0.01 甚至更小的光纤中，不能实现相位匹配。若通过提高纤芯掺锗浓度来增大折射率差值，则 THG 就可以实现相位匹配，这已在 1993 年的一个实验中观察到[193]。通过切连科夫型相位匹配(三次谐波在光纤泄漏模中传输)，也能实现 THG[194]。然而，包层中带有空气孔的微结构光纤为 THG 提供了最佳环境，因为其有效纤芯–包层折射率差能超过 0.1，特别是在空气孔较大的微结构光纤中。确实，在 2000 年利用 50 cm 长微结构光纤进行的实验中[189]，比较容易地观察到了 THG。正如所预期的，三次谐波出现在光纤的一个高阶模中。

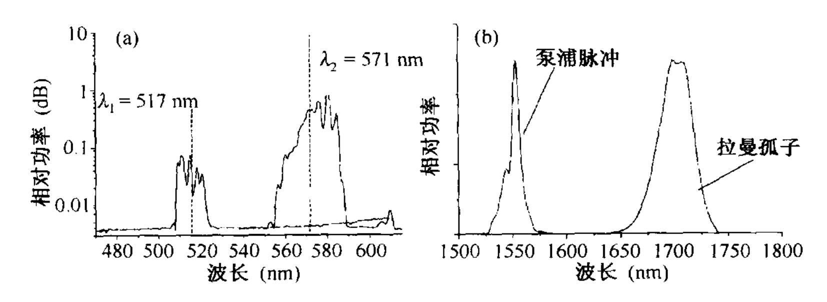


图 12.38 将 170 fs 脉冲入射到 95 cm 长光子晶体光纤中时，在(a) 三次谐波附近和(b) 泵浦波长附近测得的频谱[198]

对于超短脉冲的情形，THG 过程受在同一光纤中同时发生的其他非线性效应的影响。图 12.38(a)给出了当波长为 1550 nm 的 170 fs 脉冲(重复频率为 80 MHz 时，平均功率为 45 mW)入射到 95 cm 长光子晶体光纤中时，在光纤输出端观察到的三次谐波的频谱[198]，其中 517 nm 峰的波长对应于 1550 nm 泵浦脉冲的三次谐波。图 12.38(b)给出的光纤输出端的泵浦脉冲频谱清楚地表明了第二个峰的起源，它对应于通过泵浦脉冲的 RIFS 形成的喇曼孤子。571 nm 峰正是这个喇曼孤子产生的，它比另一个峰宽一些，这是由于喇曼孤子的频谱在光纤内连续位移造成的。观察到的远场图样(6 个亮裂纹包围着 1 个中心暗斑)清楚地表明，三次谐波是在满足相位匹配条件的特定的高阶模中产生的。

群速度失配效应

在具有宽频谱的短泵浦脉冲情形中，THG 过程的相位匹配更加复杂，因为群速度失配效应不能忽略。从物理意义上讲，THG 脉冲的宽度与泵浦脉冲相当，但两者以不同的速度通过光纤。THG 脉冲只有在与泵浦脉冲交叠时，才能相干增长。实际上，对于频谱中心位于 ω_p 的泵浦脉冲，由于群速度失配效应，其三次谐波的频谱并不正好位于 $3\omega_p$ 处。

为理解这一特征，将式(12.5.11)中出现的 $\beta(\omega)$用泰勒级数在 ω_p 附近展开，对 $\beta(3\omega)$也做类似的展开。若仅保留到展开式中的一次项，则有[205]

$$\Delta\beta = \Delta\beta_0 + \Delta\beta_1\Omega \tag{12.5.12}$$

式中，$\Omega = 3(\omega-\omega_p)$是三次谐波的频移，且有

$$\Delta\beta_0 = \beta(3\omega_p) - \beta(\omega_p) \qquad \Delta\beta_1 = v_{gh}^{-1} - v_{gp}^{-1} \tag{12.5.13}$$

式中，v_{gj}和β_{2j}分别表示频率为ω_j时的群速度和色散，$j=p$时为泵浦脉冲，$j=h$时为三次谐波。显然，当三次谐波相对$3\omega_p$频移$\Omega=-(\Delta\beta_0/\Delta\beta_1)$时，满足条件$\Delta\beta=0$。该频移取决于群速度失配，而且根据相位匹配发生时的光纤模式可正可负。式(12.5.12)并没有包括 SPM 和 XPM 的贡献，这两种非线性效应对相位失配的贡献也能影响频移Ω的准确值。

如果式(12.5.12)中的相位匹配条件对几个不同的Ω值都能满足，这样每个峰对应于一个不同光纤模式中的 THG，那么 THG 频谱中可能出现几个截然不同的峰[205]。在 2006 年的一个实验中[206]，通过将 1240 nm 波长的 60 fs 脉冲入射到芯径为 4 μm 的 8 cm 长的微结构光纤中，观察到了这一特征。图 12.39 给出了对能量为 0.5 nJ 的脉冲，在光纤输出端测量到的三次谐波的频谱。峰值位于 420 nm 附近，相对于 1240 nm 的三次谐波(413.3 nm)位移了 6 nm 以上，而且其他几个峰的位置相对这一波长位移了 60 nm。理论模拟预测，三个高阶模 EH_{14}，TE_{04}和 EH_{52}，分别为位于 370 nm、420 nm 和 440 nm 附近的谱峰提供了相位匹配。

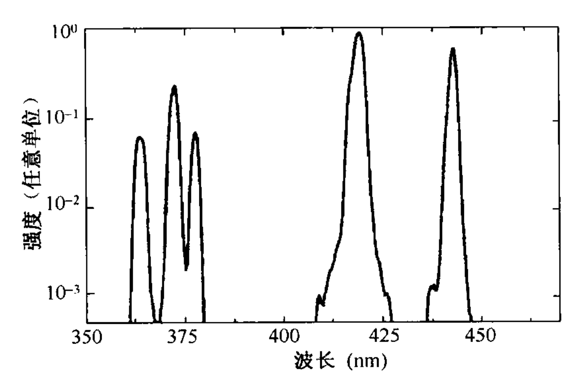


图 12.39 当能量为 0.5 nJ 且波长为 1240 nm 的 60 fs 脉冲入射到 8 cm长的微结构光纤中时，测得的三次谐波频谱[206]

当泵浦脉冲相对较宽时，只需将更早提出的用于 SHG 的简单理论稍做改动，就能够扩展到适用于 THG 的情形。然而对短泵浦脉冲情形，必须通过采用式(10.2.23)给出的替换方法替换 $\mathrm{d}A/\mathrm{d}z$，将色散效应包括在内。由此得到的方程可以写为

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{1}{v_{gp}}\frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{i\beta_{2p}}{2}\frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} = i\gamma_p(|A_p|^2 + 2|A_h|^2)A_p + \frac{i}{3}\gamma_{\mathrm{TH}}^* A_h A_p^* \tag{12.5.14}$$

$$\frac{\partial A_h}{\partial z} + \frac{1}{v_{gh}}\frac{\partial A_h}{\partial t} + \frac{i\beta_{2h}}{2}\frac{\partial^2 A_h}{\partial t^2} = i\gamma_h(|A_h|^2 + 2|A_p|^2)A_h + i\gamma_{\mathrm{TH}} A_p^3 \mathrm{e}^{i\Delta\beta_0 z} \tag{12.5.15}$$

式中，γ_j是式(2.3.29)定义的非线性参量，β_{2j}是 GVD 参量，$j=p$ 和$j=h$ 分别对应泵浦脉冲和三次谐波。THG 的增长受 γ_{TH}支配。

上面两个方程一般需要数值方法求解。若忽略 GVD、泵浦消耗及 SPM 和 XPM 项，也可能存在解析解。若令 $T=t-z/v_{gp}$，引入与泵浦脉冲一起移动的参考系，则方程(12.5.15)可以简化为

$$\frac{\partial A_h}{\partial z} + \Delta\beta_1\frac{\partial A_h}{\partial T} = i\gamma_{\mathrm{TH}} A_p^3(T)\mathrm{e}^{i\Delta\beta_0 z} \tag{12.5.16}$$

式中，$A_p(T)$是输入端 $z=0$ 处的泵浦脉冲振幅。该方程容易在频域中求解，由此得到三次谐波功率的表达式为[205]

$$|A_h(z,\Omega)|^2 = |\gamma_{TH}|^2 \frac{\sin^2[(\Delta\beta_0+\Delta\beta_1\Omega)z/2]}{(\Delta\beta_0+\Delta\beta_1\Omega)^2} \left|\iint_{-\infty}^{\infty} A_p(\Omega-\Omega_1)A_p(\Omega_1-\Omega_2)A_p(\Omega_2)\,d\Omega_1 d\Omega_2\right|^2 \tag{12.5.17}$$

显然，当 $\Omega = -(\Delta\beta_0/\Delta\beta_1)$ 时，三次谐波的增长最大，这与式(12.5.12)的期望值相同。对于给定的泵浦脉冲频谱，式(12.5.17)给出的解对计算 THG 脉冲的频谱很有用。

光纤双折射效应

正如前面所看到的，光纤双折射影响 FWM 的相位匹配条件，对 THG 同样如此。从本质上讲，双折射通过迫使每个模式的两正交偏振分量具有稍微不同的模折射率，使光纤支持的模式数量加倍。结果，根据泵浦波是沿慢轴还是沿快轴方向偏振，满足式(12.5.12)给出的相位匹配条件的三次谐波模可能不同。

在 2003 年的一个实验中，将波长为 1550 nm 的 170 fs 脉冲入射到具有轻度椭圆纤芯的 20 cm 长光纤中，观察到了这一特征[202]。图 12.40 给出了当泵浦脉冲沿光纤慢轴或快轴偏振时，光纤输出端三次谐波的频谱随平均输入功率的变化关系。在这两种情形下，THG 过程都在 514 nm 附近产生一个谱带；当平均功率超过 16 mW 且泵浦脉冲沿快轴偏振时，还产生了中心在 534 nm 的第二个谱带；在足够高的输入功率下，只有第二个谱带出现。当然，当两个偏振模都被泵浦脉冲激发时，两个谱带会同时出现。与图 12.38 所示的情形类似，534 nm 的谱带应归于喇曼孤子的 THG。

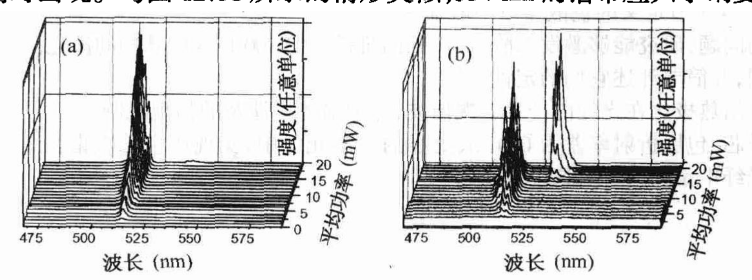


图 12.40　当波长为 1550 nm 的 170 fs 脉冲沿 20 cm 长微结构光纤的(a) 慢轴和(b) 快轴入射时测得的三次谐波频谱[202]

2003 年，用芯径从 1.5 μm 变化到 4 μm 的双折射微结构光纤，对双折射效应进行了详细研究[203]。该实验用输出波长在 1450 ~ 1650 nm 范围内可调重复频率为 82 MHz 的 100 fs 脉冲的光参量振荡器作为泵浦光源，其平均输入功率可在 5 ~ 80 mW 范围内变化。对芯径为 2.5 μm 的 6 cm 长光纤，THG 频谱在 510 nm 和 550 nm 附近有两个峰，但当泵浦脉冲沿光纤两个主轴偏振时，峰值波长位移 5 nm 左右。每个峰都表现为双重线结构，它们的相对高度随入射到光纤中的平均功率变化。如图 12.40 所示，较长波长的 THG 峰源于喇曼孤子，当泵浦脉冲进入光纤中一小段距离后，较大的 RIFS 将导致喇曼孤子与主泵浦脉冲分开。观察到的 THG 峰的远场图样比较复杂，中心暗斑被 8 个亮裂纹环绕，它对应阶数相对高(大于 20)的光纤模式。理论模拟相当准确地预测出了观察到的图样。对芯径为 1.5 μm 的光纤，相位匹配的 THG 所需的模阶数高达 48。

习题

12.1　试解释为何以孤子形式传输的超短脉冲的频谱会移向更长波长。如果脉冲在光纤正常色散区传输，那么能否发生这种波长的位移？讨论你所给答案的基本原理。

12.2 峰值功率为 100 W 的短脉冲以孤子形式在 $\gamma = 100\ \text{W}^{-1}/\text{km}$, $\beta_2 = -10\ \text{ps}^2/\text{km}$ 的 10 m 长高非线性光纤中传输,计算脉冲宽度(指的是 FWHM)、色散长度和非线性长度。假设 $T_R = 3$ fs,估计光纤输出端的喇曼感应频移。

12.3 宽 150 fs(指的是 FWHM)的四阶孤子在 $\gamma = 100\ \text{W}^{-1}/\text{km}$, $\beta_2 = -10\ \text{ps}^2/\text{km}$ 的 10 m 长光纤内发生分裂,计算产生的四个基阶孤子的宽度、峰值功率和喇曼感应频移。

12.4 解释频率分辨光学门技术,并绘出典型的实验装置图。如何将这一技术扩展到使用互相关而不是自相关?

12.5 切连科夫辐射或非孤子辐射的含义是什么?在什么条件下这一辐射是孤子发射的?假设孤子仅被三阶色散扰动,推导辐射频率的表达式。

12.6 假设光纤的 $\beta_3 = 0$,且孤子仅受四阶色散的扰动,试推导非孤子辐射频率的表达式。

12.7 讨论在具有两个零色散波长的微结构光纤中,当孤子频谱接近第二个零色散波长时,喇曼感应频移为何会被抑制。

12.8 推导式(12.2.1)给出的相位匹配条件。考虑到四阶色散项,计算当 $\beta_2 = 5\ \text{ps}^2/\text{km}$, $\beta_4 = -1 \times 10^{-4}\ \text{ps}^4/\text{km}$ 和 $L_{\text{NL}} = 1$ cm 时的频移(用 THz 作为单位)。

12.9 考虑空气包层的细纤芯光纤,当芯径为 2.5 μm, $n_1 = 1.45$, $n_c = 1$ 时,数值计算波长在 0.4 ~ 2 μm 范围内的 $\beta(\omega)$。利用多项式拟合法推算出各阶色散参量(到十二阶)的值,并用它们绘出与图 12.9 类似的相位匹配曲线。

12.10 试解释为何即使将连续光入射到高非线性光纤中也能产生超连续谱。讨论这种情形所涉及的所有非线性过程。

12.11 写出求解方程(12.4.1)的计算机程序,利用式(2.3.38)给出的 $R(t)$ 将非线性效应包括在内,并取 $f_R = 0.18$。利用该程序研究以 10 kW 峰值功率入射到束腰为 2.5 μm 的 10 cm 长锥形光纤中的 150 fs 脉冲的演化。在 12.4.1 节定义的色散参量中取 $M = 7$。

12.12 重复上面的问题,研究能够激发二阶、三阶和四阶孤子的 100 fs 入射脉冲的演化。绘出每种情形下的时域和频域图,并简要评述它们的定性特征。

12.13 试解释如何用热极化在光纤内产生二次谐波,详细描述所涉及的物理机制。

12.14 为什么在纤芯-包层折射率差为 0.01 或更小的标准光纤中,实现产生三次谐波的相位匹配比较困难?在微结构光纤中是如何解决这一难题的?

参考文献

[1] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, *Opt. Lett.* **11**, 659 (1986).
[2] J. Santhanam and G. P. Agrawal, *Opt. Commun.* **222**, 413 (2003).
[3] P. Beaud, W. Hodel, B. Zysset, and H. P. Weber, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 1938 (1987).
[4] G. P. Agrawal, *Opt. Lett.* **16**, 226 (1991).
[5] D. J. Richardson, V. V. Afanasjev, A. B. Grudinin, and D. N. Payne, *Opt. Lett.* **17**, 1596 (1992).
[6] J. K. Lucek and K. J. Blow, *Phys. Rev. A* **45**, 666 (1992).
[7] T. Sugawa, K. Kurokawa, H. Kubota, and M. Nakazawa, *Electron. Lett.* **30**, 1963 (1994).
[8] C. Hedaley and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 2170 (1996).
[9] M. Golles, I. M. Uzunov, and F. Lederer, *Phys. Lett. A* **231**, 195 (1997).
[10] N. Nishizawa and T. Goto, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 325 (1999); *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **7**, 518 (2001).
[11] M. E. Fermann, A. Galvanauskas, M. L. Stock, K. K. Wong, D. Harter, and L. Goldberg, *Opt. Lett.* **24**, 1428 (1999).
[12] T. Hori, N. Nishizawa, H. Nagai, M. Yoshida, and T. Goto, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 13 (2001).
[13] X. Liu, C. Xu, W. H. Knox, J. K. Chandalia, B. J. Eggleton, S. G. Kosinski, and R. S. Windeler, *Opt. Lett.* **26**, 358 (2001).
[14] R. Washburn, S. E. Ralph, P. A. Lacourt, J. M. Dudley, W. T. Rhodes, R. S. Windeler, and S. Coen, *Electron. Lett.* **37**, 1510 (2001).
[15] D. T. Reid, I. G. Cormack, W. J. Wadsworth, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *J. Mod. Opt.* **49**, 757 (2002).

[16] N. Nishizawa, Y. Ito, and T. Goto, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 986 (2002).
[17] D. A. Chestnut and J. R. Taylor, *Opt. Lett.* **28**, 2512 (2003).
[18] A. Efimov, A. J. Taylor, F. G. Omenetto, and E. Vanin, *Opt. Lett.* **29**, 271 (2004).
[19] M. Kato, K. Fujiura, and T. Kurihara, *Electron. Lett.* **40**, 382 (2004).
[20] K. S. Abedin and F. Kubota, *Opt. Lett.* **28**, 1760 (2003); *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **10**, 1203 (2004).
[21] H. Lim, J. Buckley, A. Chong, and F. W. Wise, *Electron. Lett.* **40**, 1523 (2005).
[22] S. Linden, J. Kuhl, and H. Giessen, *Opt. Lett.* **24**, 569 (1999).
[23] N. Nishizawa and T. Goto, *Opt. Express* **8**, 328 (2001).
[24] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, Y. C. Lee, and H. H. Chen, *Opt. Lett.* **11**, 464 (1986).
[25] J. P. Gordon, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 81 (1992).
[26] N. Akhmediev and M. Karlsson, *Phys. Rev. A* **51**, 2602 (1995).
[27] J. N. Elgin, T. Brabec, and S. M. J. Kelly, *Opt. Commun.* **114**, 321 (1995).
[28] A. V. Husakou and J. Herrmann, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 203901 (2001).
[29] N. Nishizawa and T. Goto, *Opt. Lett.* **27**, 152 (2002); *Opt. Express* **10**, 1151 (2002).
[30] N. Nishizawa and T. Goto, *Opt. Express* **11**, 359 (2003).
[31] N. Nishizawa, R. Okamura, and T. Goto, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 421 (1999).
[32] N. Nishizawa and T. Goto, *Opt. Express* **10**, 256 (2002).
[33] N. Nishizawa, Y. Ukai, and T. Goto, *Opt. Express* **13**, 8128 (2005).
[34] M. Kato, *J. Lightwave Technol.* **24**, 805 (2006).
[35] K. J. Blow, N. J. Doran, and D. Wood, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 1301 (1988).
[36] D. Schadt and B Jaskorzynska, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 2374 (1988).
[37] A. S. Gouveia-Neto, A. S. L. Gomes, and J. R. Taylor, *Opt. Lett.* **14**, 514 (1989).
[38] M. Ding and K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, 927 (1992).
[39] D. V. Skryabin, F. Luan, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *Science* **301**, 1705 (2003).
[40] F. Biancalana, D. V. Skryabin, and A. V. Yulin, *Phys. Rev. E* **70**, 016615 (2004).
[41] A. Efimov, A. J. Taylor, F. G. Omenetto, A. V. Yulin, N. Y. Joly, F. Biancalana, D. V. Skryabin, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *Opt. Express* **12**, 6498 (2004).
[42] N. Y. Joly, F. G. Omenetto, A. Efimov, A. J. Taylor, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *Opt. Commun.* **248**, 281 (2005).
[43] J. E. Sharping, M. Fiorentino, A. Coker, P. Kumar, and R. S. Windeler, *Opt. Lett.* **26**, 1048 (2001).
[44] G. Millot, A. Sauter, J. M. Dudley, L. Provino, and R. S. Windeler, *Opt. Lett.* **27**, 695 (2002).
[45] J. E. Sharping, M. Fiorentino, P. Kumar, and R. S. Windeler, *Opt. Lett.* **27**, 1675 (2002).
[46] M. E. Marhic, K. K. Y. Wong, L. G. Kazovsky, and T. E. Tsai, *Opt. Lett.* **27**, 1439 (2002).
[47] J. D. Harvey, R. Leonhardt, S. Coen, G. K. L. Wong, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **28**, 2225 (2003).
[48] W. H. Reeves, D. V. Skryabin, F. Biancalana, J. C. Knight, P. St. J. Russell, F. G. Omenetto, A. Efimov, and A. J. Taylor, *Nature* **424**, 511 (2003).
[49] F. Biancalana, D. V. Skryabin, and P. St. J. Russell, *Phys. Rev. E* **68**, 046603 (2003).
[50] A. V. Husakoua and J. Herrmann, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3867 (2003).
[51] W. Wadsworth, N. Joly, J. Knight, T. Birks, F. Biancalana, and P. Russell, *Opt. Express* **12**, 299 (2004).
[52] F. Biancalana and D. V. Skryabin, *J. Opt. A* **6**, 301 (2004).
[53] A. V. Yulin, D. V. Skryabin, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **29**, 2411 (2004).
[54] T. V. Andersen, K. M. Hilligse, C. K. Nielsen, J. Thgersen, K. P. Hansen, S. R. Keiding, and J. J. Larsen, *Opt. Express* **12**, 4113 (2004).
[55] K. K. Chow, C. Shu, C. L. Lin, and A. Bjarklev, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 624 (2005).
[56] D. Amans, E. Brainis, M. Haelterman, and P. Emplit, *Opt. Lett.* **30**. 1051 (2005).
[57] Y. Deng, Q. Lin, F. Lu, G. P. Agrawal, and W. H. Knox, *Opt. Lett.* **30**, 1234 (2005).
[58] A. Zhang and M. S. Demokan, *Opt. Lett.* **30**, 2375 (2005).
[59] R. A. Sammut and S. J. Garth, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1732 (1989).
[60] M. Yu, C. J. McKinstrie, and G. P. Agrawal, *Phys. Rev. E* **52**, 1072 (1995).
[61] Q. Lin, F. Yaman, and G. P. Agrawal, *Opt. Lett.* **31**, 1286 (2006).
[62] F. Shimizu, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1097 (1967).

[63] R. R. Alfano and S. L. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 584 (1970).
[64] Q. Z. Wang, P. P. Ho, and R. R. Alfano, in *The Supercontinuum Laser Source*, R. R. Alfano, Ed.(Springer, New York, 1989), Chap. 2.
[65] C. Lin and R. H. Stolen, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 216 (1976).
[66] P. L. Baldeck and R. R. Alfano, *J. Lightwave Technol.* **5**, 1712 (1987).
[67] B. Gross and J. T. Manassah, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 1813 (1992).
[68] M. N. Islam, G. Sucha, I. Bar-Joseph, M. Wegener, J. P. Gordon, and D. S. Chemla, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1149 (1989).
[69] T. Morioka, K. Mori, and M. Saruwatari, *Electron. Lett.* **29**, 862 (1993).
[70] T. Morioka, K. Mori, S. Kawanishi, and M. Saruwatari, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 365 (1994).
[71] T. Morioka, K. Uchiyama, S. Kawanishi, S. Suzuki, and M. Saruwatari, *Electron. Lett.* **31**, 1064 (1995).
[72] T. Morioka, K. Okamoto, M. Ishiiki, and M. Saruwatari, *Electron. Lett.* **32**, 836 (1997).
[73] S. Kawanishi, H. Takara, K. Uchiyama, I. Shake, O. Kamatani, and H. Takahashi, *Electron. Lett.* **33**, 1716 (1997).
[74] K. Mori, H. Takara, S. Kawanishi, M. Saruwatari, and T. Morioka, *Electron. Lett.* **33**, 1806 (1997).
[75] T. Okuno, M. Onishi, and M. Nishimura, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 72 (1998).
[76] M. Sotobayashi and K. Kitayama, *Electron. Lett.* **34**, 1336 (1998).
[77] Y. Takushima, F. Futami, and K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 1560 (1998).
[78] Y. Takushima and K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 324 (1999).
[79] E. Yamada, H. Takara, T. Ohara, K. Sato, T. Morioka, K. Jinguji, M. Itoh, and M. Ishii, *Electron. Lett.* **37**, 304 (2001).
[80] K. Takada, M. Abe, T. Shibata, and T. Okamoto, *Electron. Lett.* **38**, 572 (2002).
[81] K. Mori, K. Sato, H. Takara, and T. Ohara, *Electron. Lett.* **39**, 544 (2003).
[82] Ö. Boyraz, J. Kim, M. N. Islam, F. Coppinger, and B. Jalali, *J. Lightwave Technol.* **18**, 2167 (2000).
[83] S. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 753 (2002).
[84] G. E. Town, T. Funaba, T. Ryan, and K. Lyytikainen, *Appl. Phys. B* **77**, 235 (2003).
[85] M. Prabhu, A. Taniguchi, S. Hirose, J. Lu, M. Musha, A. Shirakawa, and K. Ueda, *Appl. Phys. B* **77**, 205 (2003).
[86] J. W. Nicholson, A. K. Abeeluck, C. Headley, M. F. Yan, and C. G. Jørgensen, *Appl. Phys. B* **77**, 211 (2003).
[87] M. González-Herráez, S. Martín-López, P. Corredera, M. L. Hernanz, and P. R. Horche, *Opt. Commun.* **226**, 323 (2003).
[88] A. K. Abeeluck, C. Headley, and C. G. Jørgensen, *Opt. Lett.* **29**, 2163 (2004).
[89] A. K. Abeeluck and C. Headley, *Opt. Lett.* **30**, 61 (2005).
[90] A. Mussot, E. Lantz, H. Maillotte, R. Sylvestre, C. Finot, and S. Pitois, *Opt. Express* **12**, 2838 (2004).
[91] J. N. Kutz, C. Lynga, and B. J. Eggleton, *Opt. Express* **13**, 3989 (2005).
[92] J. H. Lee and K. Kikuchi, *Opt. Express* **13**, 4848 (2005).
[93] J. C. Travers, R. E. Kennedy, S. V. Popov, J. R. Taylor, H. Sabert, and B. Mangan, *Opt. Lett.* **30**, 1938 (2005).
[94] S. M. Kobtsev and S. V. Smirnov, *Opt. Express* **13**, 6812 (2005).
[95] J. H. Lee, Y. Takushinia, and K. Kikuchi, *Opt. Lett.* **30**, 2599 (2005).
[96] J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, *Opt. Lett.* **25**, 25 (2000).
[97] T. A. Birks, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **25**, 1415 (2000).
[98] J. M. Dudley, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte, R. S. Windeler, B. J. Eggleton, and S. Coen, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 765 (2002).
[99] J. M. Dudley and S. Coen, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **8**, 651 (2002).
[100] B. R. Washburn, S. E. Ralph, and R. S. Windeler, *Opt. Express* **10**, 575 (2002).
[101] A. L. Gaeta, *Opt. Lett.* **27**, 924 (2002).
[102] A. V. Husakou and J. Herrmann, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2171 (2002).
[103] A. Orgigosa-Blanch, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2567 (2002).
[104] G. Genty, M. Lehtonen, H. Ludvigsen, J. Broeng, and M. Kaivola, *Opt. Express* **10** 1083 (2002).
[105] X. Fang, N. Karasawa, R. Morita, R. S. Windeler, and M. Yamashita, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 233 (2003).
[106] J. W. Nicholson, M. F. Yan, P. Wisk, J. Fleming, F. DiMarcello, E. Monberg, A. Yablon, C. Jrgensen, and T Veng, *Opt. Lett.* **28**, 643 (2003).

[107] K. M. Hilligsoe, H. N. Paulsen, J. Thogersen, S. R. Keiding, and J. J. Larsen, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 1887(2003).
[108] K. Sakamaki, M. Nakao, M. Naganuma, and M. Izutsu, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **10**, 976(2004).
[109] J. Takayanagi, N. Nishizawa, H. Nagai, M. Yoshida, and T. Goto, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 37 (2005).
[110] C. L. Hagen, J. W. Walewski, and S. T. Sanders, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 91 (2006).
[111] J. Y. Y. Leong, P. Petropoulos, J. H. V. Price, H. Ebendorff-Heidepriem, S. Asimakis, R. C. Moore, K. E. Frampton, V. Finazzi, X. Feng, T. M. Monro, and D. J. Richardson, *J. Lightwave Technol.* **24**, 183 (2006).
[112] F. G. Omenetto, N. A. Wolchover, M. R. Wehner, M. R. Ross, A. Efimov, A. J. Taylor, V. V. R. K. Kumar, A. K. George, J. C. Knight, N. Joly, and P. St. J. Russell, *Opt. Express* **14**, 4928 (2006).
[113] B. Kibler, J. M. Dudley, and S. Coen, *Appl. Phys. B* **81**, 337 (2005).
[114] N. Nishizawa and T. Goto, *Opt. Lett.* **27**, 152 (2002); *Opt. Express* **10**, 1151 (2002).
[115] J. Dudley, X. Gu, L. Xu, M. Kimmel, E. Zeek, P. O'Shea, R. Trebino, S. Coen, and R. Windeler, *Opt. Express* **10**, 1215 (2002).
[116] T. Hori, N. Nishizawa, T. Goto, and M. Yoshida, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 2410 (2003).
[117] T. Hori, N. Nishizawa, T. Goto, and M. Yoshida, *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 1969 (2004).
[118] L. Tartara, I. Cristiani, and V. Degiorgio, *Appl. Phys. B* **77**, 307 (2003).
[119] G. Genty, M. Lehtonen, and H. Ludvigsen, *Opt. Express* **12**, 4614 (2004).
[120] M. H. Frosz, P. Falk, and O. Bang, *Opt. Express* **13**, 6181 (2005).
[121] P. A. Champert, V. Couderc, P. Leproux, S. Fvrier, V. Tombelaine, L. Labont, P. Roy, and C. Froehly, *Opt. Express* **12**, 4366 (2004).
[122] S. O. Konorov, A. A. Ivanov, D. A. Akimov, M. V. Alfimov, A. A. Podshivalov, Y. N. Kondratev, V. S. Shevandin, K. V. Dukelskii, A. V. Khokhlov, M. Scalora, and A. M. Zheltikov, *New J. Phys.* **6**, 182 (2004).
[123] G. Genty, M. Lehtonen, and H. Ludvigsen, *Opt. Lett.* **30**, 756 (2005).
[124] C. Cheng, X. Wang, Z. Fang, and B. Shen, *Appl. Phys. B* **80**, 291 (2005).
[125] T. Schreiber, T. Andersen, D. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann, *Opt. Express* **13**, 9556 (2005).
[126] P. A. Champert, S. V. Popov, and J. R. Taylor, *Opt. Lett.* **27**, 122 (2002).
[127] A. Apolonski, B. Povazay, A. Unterhuber, W. Drexler, W. J. Wadsworth, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2165 (2002).
[128] M. Lehtonen, G. Genty, H. Ludvigsen, and M. Kaivola, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 2197 (2003).
[129] A. Srivastava and D. Goswami, *Appl. Phys. B* **77**, 325 (2003).
[130] A. Proulx, J.-M. Ménard, N. Hô, J. M. Laniel, R. Vallée, and C. Paré, *Opt. Express* **11** 3338 (2003).
[131] Z. M. Zhu and T. G. Brown, *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 249 (2004); *Opt. Express* **12**, 791 (2004).
[132] F. Lu, Q. Lin, W. H. Knox, and G. P. Agrawal, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 183901 (2004).
[133] M. Tianprateep, J. Tada, and F. Kannari, *Opt. Rev.* **12**, 179 (2005).
[134] M. Nakazawa, K. Tamura, H. Kubota, and E. Yoshida, *Opt. Fiber Technol.* **4**, 215 (1998).
[135] K. R. Tamura, H. Kubota, and M. Nakazawa, *IEEE J. Quantum Electron.* **36**, 779 (2000).
[136] J. M. Dudley and S. Coen, *Opt. Lett.* **27**, 1180 (2002).
[137] K. L. Corwin, N. R. Newbury, J. M. Dudley, S. Coen, S. A. Diddams, K. Weber, and R. S. Windeler, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 113904 (2003).
[138] N. R. Newbury, B. R. Washburn, and K. L. Corwin, R. S. Windeler, *Opt. Lett.* **28** 944 (2003).
[139] X. Gu, M. Kimmel, A. P. Shreenath, R. Trebino, J. M. Dudley, S. Coen, and R. S. Windeler, *Opt. Express* **11** 2697 (2003).
[140] F. Lu and W. H. Knox, *Opt. Express* **12**, 347 (2004).
[141] J. W. Nicholson and M. F. Yan, *Opt. Express* **12**, 679 (2004).
[142] B. R. Washburn and N. R. Newbury, *Opt. Express* **12**, 2166 (2004).
[143] J. M. Dudley and S. Coen, *Opt. Express* **12**, 2423 (2004).
[144] A. K. Abeeluck and C. Headley, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 4863 (2004).
[145] I. Zeylikovich, V. Kartazaev, and R. R. Alfano, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 1453 (2005).
[146] S. M. Kobtsev, S. V. Kukarin, N. V. Fateev, and S. V. Smirnov, *Appl. Phys. B* **81**, 265 (2005).
[147] F. Vanholsbeeck, S. Martin-Lopez, M. González-Herráez, and S. Coen, *Opt. Express* **13**, 6615 (2005).
[148] F. Lu and W. H. Knox, *Opt. Express* **13**, 8172 (2005).
[149] Y. Fujii, B. S. Kawasaki, K. O. Hill, and D. C. Johnson, *Opt. Lett.* **5**, 48 (1980).
[150] Y. Sasaki and Y. Ohmori, *Appl. Phys. Lett.* **39**, 466 (1981); *J. Opt. Commun.* **4**, 83 (1983).

[151] Y. Ohmori and Y. Sasaki, *IEEE J. Quantum Electron.* **18**, 758 (1982).
[152] R. W. Terhune and D. A. Weinberger, *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 661 (1987).
[153] U. Österberg and W. Margulis, *Opt. Lett.* **11**, 516 (1986); *Opt. Lett.* **12**, 57 (1987).
[154] M. C. Farries, P. S. J. Russel, M. E. Fermann, and D.N. Payne, *Electron. Lett.* **23**, 322 (1987).
[155] R. H. Stolen and H. W. K. Tom, *Opt. Lett.* **12**, 585 (1987).
[156] J. M. Gabriagues and H. Février, *Opt. Lett.* **12**, 720 (1987).
[157] N. B. Baranova and B. Y. Zeldovitch, *JETP Lett.* **45**, 12 (1987).
[158] B. Valk, E. M. Kim, and M. M. Salour, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 722 (1987).
[159] A. Krotkus and W. Margulis, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 1942 (1988).
[160] F. Ouellette, K. O. Hill, and D. C. Johnson, *Opt. Lett.* **13**, 515 (1988).
[161] H. W. K. Tom, R. H. Stolen, G. D. Aumiller, and W. Pleibel, *Opt. Lett.* **13**, 512 (1988).
[162] M.-V. Bergot, M. C. Farries, M. E. Fermann, L. Li, L. J. Poyntz-Wright, P. St. J. Russell, and A. Smithson, *Opt. Lett.* **13**, 592 (1988).
[163] T. E. Tsai, M. A. Saifi, E. J. Friebele, D. L. Griscom, and U. Österberg, *Opt. Lett.* **14**, 1023 (1989).
[164] E. V. Anoikin, E. M. Dianov, P. G. Kazansky, and D. Yu. Stepanov, *Opt. Lett.* **15**, 834 (1990).
[165] Y. E. Kapitzky and B. Ya. Zeldovich, *Opt. Commun.* **78**, 227 (1990).
[166] N. M. Lawandy, *Opt. Commun.* **74**, 180 (1989); *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1745 (1990).
[167] E. M. Dianov, P. G. Kazansky, and D. Y. Stepanov, *Sov. Lightwave Commun.* **1**, 247 (1991); *Proc. SPIE* **1516**, 81 (1991).
[168] D. Z. Anderson, V. Mizrahi, and J. E. Sipe, *Opt. Lett.* **16**, 796 (1991).
[169] D. M. Krol and J. R. Simpson, *Opt. Lett.* **16**, 1650 (1991).
[170] V. Dominic and J. Feinberg, *Opt. Lett.* **17**, 1761 (1992); *Opt. Lett.* **18**, 784 (1993).
[171] R. I. MacDonald and N. M. Lawandy, *Opt. Lett.* **18**, 595 (1993).
[172] P. G. Kazansky, A. Kamal, and P. St. J. Russel, *Opt. Lett.* **18**, 693 (1993); *Opt. Lett.* **18**, 1141 (1993); *Opt. Lett.* **19**, 701 (1994).
[173] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, *Phys. Rev.* **127**, 1918 (1962).
[174] R. Kashyap, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 313 (1989); *Appl. Phys. Lett.* **58**, 1233 (1991).
[175] L. E. Myers and W. R. Bosenberg, *IEEE J. Quantum Electron.* **33** 1663 (1997).
[176] R. A. Myers, N. Mukherjee, and S. R. J. Brueck, *Opt. Lett.* **16**, 1732 (1991).
[177] A. Okada, K. Ishii, K. Mito, and K. Sasaki, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 2853 (1992).
[178] N. Mukherjee, R. A. Myers, and S. R. J. Brueck, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 665 (1994).
[179] P. G. Kazansky and P. St. J. Russell, *Opt. Commun.* **110**, 611 (1994).
[180] A. L. Calvez, E. Freysz, and A. Ducasse, *Opt. Lett.* **22**, 1547 (1997).
[181] P. G. Kazansky, P. St. J. Russell, and H. Takabe, *J. Lightwave Technol.* **15**, 1484 (1997).
[182] V. Pruneri, F. Samoggia, G. Bonfrate, P. G. Kazansky, and G. M. Yang, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 2423 (1999).
[183] M. Janos, W. Xu, D. Wong, H. Inglis, and S. Fleming, *J. Lightwave Technol.* **17**, 1039 (1999).
[184] C. Corbari, P. G. Kazansky, S. A. Slattery, and D. N. Nikogosyan, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 071106 (2005).
[185] E. Franchina, C. Corbari, P. G. Kazansky, N. Chiodini, A. Lauria, and A. Paleari, *Solid State Commun.* **136**, 300 (2005).
[186] V. Pruneri, G. Bonfrate, P. G. Kazansky, D. J. Richardson, N. G. Broderick, J. P. de Sandro, C. Simonneau, P. Vidakovic, and J. A. Levenson, *Opt. Lett.* **24**, 208 (1999).
[187] D. Faccio, A. Busacca, W. Belardi, V. Pruneri, P. G. Kazansky, T. M. Monro, D. J. Richardson, B. Grappe, M. Cooper, and C. N. Pannell, *Electron. Lett.* **37**, 107 (2001).
[188] T. M. Monro, V. Pruneri, N. G. R. Broderick, D. Faccio, P. G. Kazansky, and D. J. Richardson, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 981 (2001).
[189] J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, *Opt. Lett.* **25**, 796 (2000).
[190] V. Tombelaine, C. Lesvigne, P. Leproux, L. Grossard, V. Couderc, J.-L. Auguste, and J.-M. Blondy, *Opt. Express* **13**, 7399 (2005).
[191] J. M. Gabriagues, *Opt. Lett.* **8**, 183 (1983).
[192] U. Österberg, *Electron. Lett.* **26**, 103 (1990).
[193] D. L. Nicácio, E. A. Gouveia, N. M. Borges, and A. S. Gouveia-Neto, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 2179 (1993).

[194] J. Thøgersen and J. Mark, *Opt. Commun.* **110**, 435 (1994).

[195] J. M. Hickmann, E. A. Gouveia, and A. S. Gouveia-Neto, D. C. Dini, and S. Celaschi, *Opt. Lett.* **20**, 1692 (1995).

[196] M. T. de Araujo, M. V. D. Vermelho, J. M. Hickmann, and A. S. Gouveia-Neto, *J. Appl. Phys.* **80**, 4196 (1996)

[197] I. A. Bufetov, M. V. Grekov, K. M. Golant, E. M. Dianov, and R. R. Khrapko, *Opt. Lett.* **22**, 1394 (1997).

[198] F. G. Omenetto, A. J. Taylor, M. D. Moores, J. Arriaga, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **26**, 1158 (2001).

[199] A. N. Naumov, A. B. Fedotov, A. M. Zheltikov, V. V. Yakovlev, L. A. Mel'nikov, V. I. Beloglazov, N. B. Skibina, and A. V. Shcherbakov, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2183 (2002).

[200] L. Tartara, I. Cristiani, V. Degiorgioc, F. Carbone, D. Faccio, M. Romagnoli, and W, Belardi, *Opt. Commun.* **215**, 191 (2003).

[201] D. A. Akimov, M. V. Alfimov, A. A. Ivanov, A. B. Fedotov, T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, S. O. Konorov, O. A. Kolevatova, A. A. Podshivalov, and A. M. Zheltikov, *JETP Letts.* **77**, 7 (2003).

[202] F. G. Omenetto, A. Efimov, A. J. Taylor, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Express* **11**, 61 (2003).

[203] A. Efimov, A. J. Taylor, F. G. Omenetto, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Express* **11**, 910 (2003).

[204] A. Efimov, A. Taylor, F. Omenetto, J. Knight, W. Wadsworth, P. Russell, *Opt. Express* **11**, 2567 (2003).

[205] A. M. Zheltikov, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 2263 (2005); *Phys. Rev. A* **72**, 043812 (2005).

[206] A. A. Ivanov, D. Lorenc, I. Bugar, F. Uherek, E. E. Serebryannikov, S. O Konorov, M. V. Alfimov, D. Chorvat, and A. M. Zheltikov, *Phys. Rev. E* **73**, 016610 (2006).

应 用 篇

说明：

本书原理篇译自 Govind P. Agrawal 所著 *Nonlinear Fiber Optics*, *Fourth Edition*，应用篇译自同作者的 *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, *Second Edition*。为保持相对独立性并便于读者参考原著，未改变原书章节号和所有图、表及公式序号。本书此页之后，述及原理篇的内容时，均已注明“本书原理篇”。

第1章 光纤光栅

在蓝光或紫外光谱区的强激光照射下，石英光纤的光学特性可以发生永久性的改变。利用这种光敏效应可以沿光纤产生纵向的折射率周期变化，从而形成芯内布拉格光栅。光纤光栅工作的波长范围从紫外区延伸到红外区。由于与光纤通信有关，1.5 μm 附近的波长区格外引人注目。本章的重点是光纤光栅非线性效应。

1.1 节　介绍光纤光栅的基本概念和光敏性的物理机制

1.2 节　讨论制作光纤光栅的各种技术。

1.3 节　引入耦合模理论并介绍光子带隙的概念。

1.4 节　介绍连续波(continuous-wave, CW)条件下的非线性效应。

1.5 节　讨论调制不稳定性。

1.6 节　介绍光脉冲在光纤光栅中的传输，重点是光孤子和光开关。

1.7 节　介绍基于光纤的各种周期性结构及其应用，包括长周期光栅、啁啾光栅、取样光栅、瞬态光栅和动态光栅。

1.1 基本概念

衍射光栅构成了标准的光学器件，通常用于不同的光学仪器中，如频谱仪。200 多年以前，其基本原理就已经被发现[1]。从实际的角度讲，衍射光栅定义为能使入射光振幅或相位产生周期性变化的任意光学元件。显而易见，折射率周期性变化的光学介质就是一个光栅，因为当光通过时它将产生相位的周期性变化。这样的光栅称为折射率光栅(index grating)。

1.1.1 布拉格衍射

由衍射理论可知，以 θ_i 角(相对于折射率为常数的相位面)入射的光线将以 θ_r 角衍射，且满足[1]

$$\sin\theta_i - \sin\theta_r = m\lambda/(\bar{n}\Lambda) \tag{1.1.1}$$

式中，Λ 是光栅周期，$\lambda/\bar{n}$ 是平均折射率为 $\bar{n}$ 的介质中的光波长，m 是布拉格衍射级数。该式可作为相位匹配条件，与布里渊散射或四波混频类似[2]，可写为

$$\boldsymbol{k}_i - \boldsymbol{k}_d = m\boldsymbol{k}_g \tag{1.1.2}$$

式中，$\boldsymbol{k}_i$ 和 $\boldsymbol{k}_d$ 是入射和衍射光的波矢。光栅波矢 $\boldsymbol{k}_g$ 大小为 $2\pi/\Lambda$，方向为介质的折射率周期变化的方向。

对于单模光纤，三个矢量都位于光纤的轴上，则 $\boldsymbol{k}_d = -\boldsymbol{k}_i$，衍射光后向传输。因此，如图 1.1 所示，光纤光栅可以作为反射器，反射满足相位匹配条件的特定波长。根据式(1.1.1)，$\theta_i = \pi/2$ 且 $\theta_r = -\pi/2$。如果 $m = 1$，则光栅周期与真空波长 $\lambda = 2\bar{n}\Lambda$ 有关。上述条件称为布拉格条

件(Bragg condition),满足该条件的光栅即为布拉格光栅(Bragg grating)。布拉格条件确保通过光栅的同相弱反射光相干加强。对于反射光波长位于1.5 μm附近的光纤光栅,其周期为$\Lambda \approx 0.5$ μm。

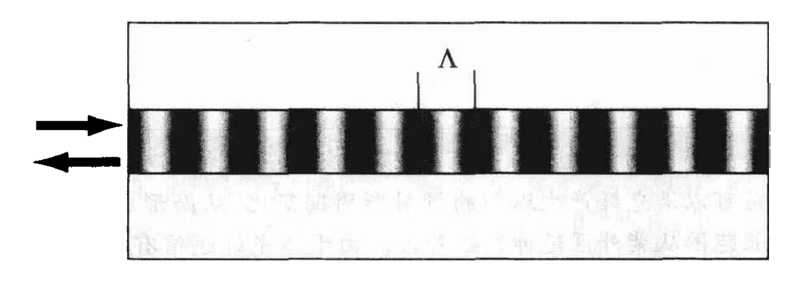


图1.1　光纤光栅的示意图

1978年,用较强的氩离子激光光束照射掺锗石英光纤,第一次制成光纤内的布拉格光栅[3]。该光栅的周期由氩离子激光波长决定,而反射光波长范围较窄。光纤与空气的两个界面之间产生驻波图样,只有亮的区域吸收激光,4%的反射光是由光纤两个端面引起的。因此玻璃的结构发生变化,亮区域的折射率形成永久性的增加。在后来的10年中,虽然这个现象引起一些人的关注[4~16],但是直到1989年在光敏光纤中观察到二次谐波的产生,光纤光栅才成为热点研究课题。1989年的一篇论文提出用侧面曝光全息法来制作周期可控的光纤光栅[17],从而进一步推动了光纤光栅的发展。

全息技术与光纤通信系统有关,因此很快就被用来制作波长位于1.55 μm区域的光纤光栅[18]。20世纪90年代初期,大量的工作用来研究光纤光敏性的物理机制,同时也发展了制作大的折射率变化的技术[19~47]。1995年实现了光纤光栅的商品化,1997年光纤光栅成为光波技术中的标准器件。随后,出版了几本致力于介绍光纤光栅的书,重点强调了与光纤传感和光纤通信系统有关的应用[48~50]。

1.1.2　光敏性

大量的证据表明,光纤的光敏性来源于掺锗石英(SiO_2)光纤纤芯的缺陷[29~31]。在实际应用中,石英光纤的纤芯通过掺杂锗来提高折射率,并在纤芯和包层间产生折射率梯度变化。锗浓度的典型值是3%~5%,但有些情况下可能超过15%。

纤芯中的锗原子导致缺氧键的形成(如Si-Ge键、Si-Si键和Ge-Ge键),这相当于石英基质中出现了缺陷[48],最普通的缺陷是GeO缺陷,它形成了能量隙为5 eV的缺陷带。准分子激光器的244 nm的单光子吸收(或氩离子激光器的488 nm激光的双光子吸收)将破坏这些缺陷键并形成GeE′中心。与GeE′中心相关的额外电子可以在玻璃基质中自由运动,直至被空穴缺陷俘获形成色心,如Ge(1)和Ge(2)。玻璃结构中的这些变化改变了吸收谱$\alpha(\omega)$。然而,吸收的改变$\Delta\alpha$也影响到折射率的变化Δn,因为$\Delta\alpha$和Δn满足克拉默斯-克勒尼希关系[51]

$$\Delta n(\omega') = \frac{c}{\pi}\int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(\omega)\mathrm{d}\omega}{\omega^2 - \omega'^2} \tag{1.1.3}$$

尽管吸收的改变主要发生在紫外区,但折射率也可以在可见光区或红外区改变。折射率的变化仅发生在能吸收紫外光的纤芯,这样周期性的强度图样就形成了折射率型光栅。在1.3~1.6 μm的波长范围内,折射率变化的典型值Δn约为10^{-4},但对于高掺锗的光纤,这个值可大于0.001[34]。

GeO缺陷对光纤光敏性的产生是至关重要的。通信用光纤的锗掺杂浓度不到3%,这导致

其折射率变化相对较小;其他掺杂物,如磷、硼和铝也能增加光敏性(折射率的改变量),但这些掺杂物同时增加了光纤的损耗。20 世纪 90 年代初期,人们发现在高压(200 atm = 20 MPa)和室温条件下,将光纤浸泡在氢气中能将紫外吸收感应的折射率变化提高两个数量级($\Delta n > 0.01$)[39]。对于浸泡于氢气中的光纤,氢原子和氧原子的再结合导致了 Ge-Si 缺氧键密度的增加。一旦进行了氢化,光纤需要在低温下保存以维持其光敏性。但是,如果采用合适的退火工艺来稳定这种光纤光栅,则它们能够在较长时间内保持完好[52~56]。这种载氢法已广泛用于光纤光栅的制作。

由于载氢法具有不稳定性,近年来,一种称为紫外敏化的技术已被广泛采用[57~59]。另一种替代方法 OH 注入(OH flooding)也用于此目的[60],在这种方法中,载氢光纤在用紫外辐射曝光之前迅速加热到 1000℃左右,结果由于氢的排出产生大量氢氧根离子,导致光纤的光敏性大大增强。采用不同方法的比较研究结果表明[61],在紫外敏化光纤和 OH 注入光纤中,紫外光感应的折射率变化确实比较稳定。需要强调的是,对于光敏性的物理机制的确切理解并不完全,而且其中涉及的机理也不止一种[57]。局部加热也能影响光栅的形成。例如,对于强光纤光栅(折射率变化大于 0.001),在光学显微镜下可以观察到光栅中损伤的痕迹[34];这些损伤是由纤芯区域吸收紫外光产生的几千摄氏度的局部高温造成的,在这样的高温下,非晶石英的局部结构由于熔化而产生显著的变化。

1.2 制作技术

有几种技术可以用来制作光纤光栅,每一种都有各自的优点[48~50]。这一节将简单讨论 4 种主要的制造光纤光栅的技术,即驻波法、双光束全息相干法、相位掩模法和逐点写入法,最后将介绍利用超短光脉冲制造光纤光栅。

1.2.1 驻波法

在 1978 年的实验中首次使用了这种方法[3],也可称为单光束内部写入法。在这种方法中,通常将氩离子激光器的 488 nm 的单模单束激光入射到掺锗石英光纤中,并对光纤近端的反射光进行监控,初始的反射率为 4%,这正是光纤端面形成的。另外,反射率随着时间的变化而不断增加;几分钟后,当布拉格光栅完全形成时,反射率可超过 90%[5]。图 1.2 是在 1978 年的实验中观察到的反射率随时间的变化关系[3],光纤长为 1 m,数值孔径为 0.1,芯径为 2.5 μm;照射 8 分钟后测量到的反射率为 44%,考虑耦合损耗后,布拉格光栅的反射率实际超过了 80%。另外,图中的小插图是光栅的反射谱和透射谱。

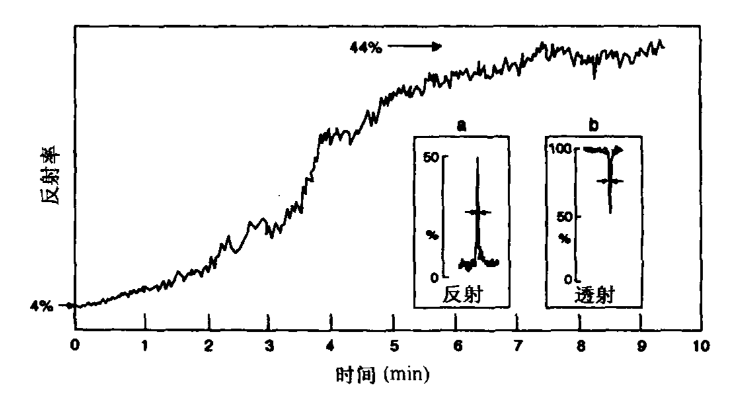


图 1.2 在光栅形成过程中,反射率随时间的变化关系[3]

光纤远端的反射产生后向传输的激光,两束反向传输的光干涉并形成周期为 $\lambda/2\bar{n}$ 的驻波图样,即形成光栅,其中 λ 是激光波长,$\bar{n}$ 是该波长处的模折射率。在高强度区,石英光纤的折射率被局部改变,导致沿光纤长度上的周期性折射率变化。虽然折射率光栅的初始值很小(远端反射率为 4%),但其自身可通过一种不受控制的过程而不断增强。光栅周期与驻波周期完全一致,所以激光波长满足布拉格条件。结果,一些前向传输光通过分布反馈反射回去,引起光栅的增强,反过来又进一步增加了反馈。当光感应的折射率变化饱和时,该过程停止。具有芯内布拉格光栅的光纤可以作为一个窄带反射滤波器使用,图 1.2 中的两个插图显示了这样一个光纤光栅的反射谱和透射谱,其中半极大全宽度(FWHM)只有 200 MHz。

驻波法的缺点是光栅只能工作在制作光栅的激光波长附近。波长超过工作波长 0.5 μm 时,掺锗石英光纤的光敏性就变得很弱,所以这样的光纤光栅不能用在 1.3 ~ 1.6 μm 的波长区,而该波长区对光纤通信非常重要。下面要讨论的双光束全息相干法可以解决这个难题。

1.2.2 双光束全息相干法

双光束全息相干法利用了与全息术类似的外部干涉方案,如图 1.3 所示。从同一激光器(工作在紫外区)获得的两束夹角为 2θ 的激光,在一段光纤的裸露纤芯区形成干涉[17]。柱透镜用来扩展光束在光纤长度上的照射范围。与单光束的驻波法类似,干涉图样产生折射率光栅。另外,光栅周期 Λ 与紫外激光波长 λ_{uv} 和两束干涉光的夹角 2θ 满足下面的关系式:

$$\Lambda = \lambda_{uv}/(2\sin\theta) \tag{1.2.1}$$

双光束全息相干法最重要的特征是光栅周期 Λ 可变,通过简单地调节 θ,就可以实现周期在大的范围内的改变(见图 1.3)。光栅的反射波长 λ 与周期 Λ 满足关系式 $\lambda = 2\bar{n}\Lambda$。因为 λ 可以远大于 λ_{uv},当 λ_{uv} 在紫外区时,用双光束全息相干法制作的布拉格光栅可以工作在可见光区或者红外区。在 1989 的一个实验中,用 244 nm 的紫外光照射 4.4 mm 长光敏光纤的纤芯 5 min,获得能反射 580 nm 波长光的光纤光栅[17]。反射率测量显示,干涉条纹亮区域的折射率变化约为 10^{-5}。双光束全息相干法制作的光纤光栅稳定性好,即使光纤被加热到 500℃,光栅结构也不会改变。

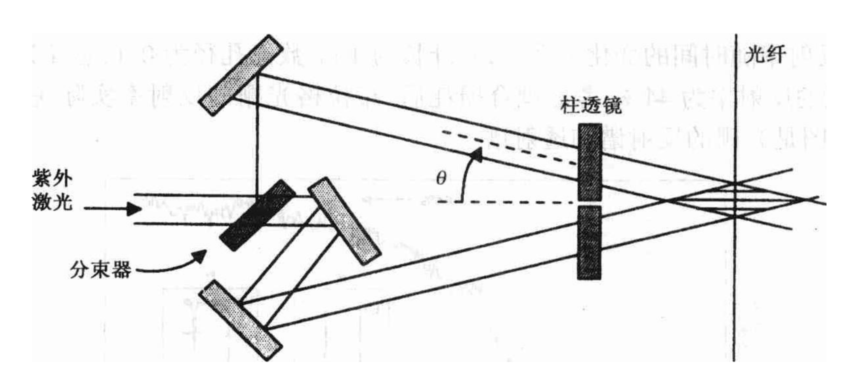


图 1.3 双光束全息相干法的示意图

因为实际应用的重要性,1990 年制作出工作在 1.55 μm 波长区的布拉格光栅[18]。自此以后,几种实用技术已用于制作这样的光纤光栅。双光束全息相干法有其固有的缺点,就是要求紫外激光具有时间和空间上的高度相干性。通常用于此目的的准分子激光器的光束质量较差,并且为了将干涉条纹保存几分钟,需要采取特殊的措施。

如果脉冲能量足够,那么用单个准分子激光脉冲(典型持续时间为 20 ns)就可以形成高反射率光纤光栅[32~34]。对用这种技术制作的光栅的广泛测量显示,在 35 mJ 的脉冲能量附近有类似于阈值的现象[34]。对于较低的脉冲能量,由于折射率的变化约为 10^{-5},光栅为弱光栅;比较而言,当脉冲能量超过 40 mJ 的时候,折射率的变化可达到 10^{-3}。用波长为 248 nm 且能量为 40 mJ 的单脉冲已经制成反射率接近 100%的布拉格光栅,并在 800℃的高温下光栅保持稳定。短曝光时间有一个附加的优点,即光纤预制棒拉伸的典型速率为 1 m/s,因此光纤在 20 ns 的时间里移动 20 nm,这个位移值是光栅周期 Λ 的一小部分,所以可在光纤拉制阶段写光栅,然后进行涂覆[35]。从实际的角度讲,单脉冲全息技术是很有用的。

1.2.3 相位掩模法

这种非全息技术用的是制作集成电路的照相平版印刷工艺,其基本思想是使用一个与光栅周期相关的周期相位模板[36];应用适当的方法,相位模板作为主光栅传递到光纤中。在这种技术的一种实现方式中[37],相位模板使用石英衬底,其上为用电子束印刷和反应离子蚀刻制成的铬沉积条纹层。242 nm 辐射通过相位模板感应相位变化,并转化为与全息技术类似的周期性强度图样。在折射率光栅中,光纤的光敏性转化为与相位掩模同周期的强度变化。

因为该技术是非干涉的,所以其主要优点是对紫外光束的时间和空间的相干性要求较低。事实上,可以用非激光源的紫外灯。另外,相位掩模可以用来制作可变周期的光纤光栅(啁啾光栅),也可以用来修饰沿光栅长度周期性变化的折射率分布。对于一个周期固定的相位模板,在平版印刷的过程中,使用汇聚或发散的波阵面可以在一定范围内改变布拉格波长[41]。另一方面,光纤光栅的质量(长度和均匀性等)完全依赖于主相位模板,其所有缺陷也被精确复制。尽管如此,1993 年制成的长 5 mm 且反射率达 94%的光栅,还是显示了这种技术的潜力[37]。

如图 1.4 所示,相位模板也可以作为干涉仪使用。在喇曼-奈斯散射作用下,垂直入射到相位模板上的紫外光被衍射为几束光,并用适当的方法可以阻挡或消除零级衍射光(直接透射)。两束一级衍射光在光纤表面干涉并形成周期性的强度条纹,光栅周期为相位模板周期的一半。实际上,相位模板产生了用来进行全息记录的参考光和物光。

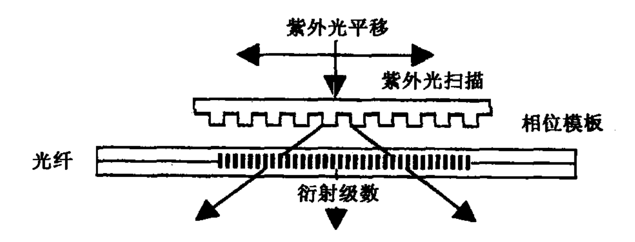


图 1.4　用于制作光纤光栅的相位模板干涉仪示意图[48]

使用相位模板干涉仪有几个优点。它对入射光的平移不敏感,而且对光源的相干性要求不高。保持相互之间的距离,移动两端的反射镜,可以制成相对较长的光纤光栅。实际上,可以用一个石英块代替两面反射镜,通过内部对两束光的全内反射形成一个紧凑而稳定的干涉仪[48]。纤芯中形成的光栅长度受石英块的尺寸和光学质量的限制。

通过扫描相位模板或者移动光纤本身,使不同部分暴露在两干涉光束下,可以制成长光栅。这样,在同一光纤中可持续形成若干短光栅。位置不精确造成的两相邻光栅的不连续或交叠导致所谓的缝隙误差,也称相位误差(phase error),如果不加以控制,则将大大影响整个光栅的质

量。另外,利用这种技术已于 1993 年制成 5 cm 长的光栅[42]。1996 年,通过采用使相位误差最小化的技术[63],已成功制造出长于 1 m 的光栅[62]。

1.2.4 逐点写入法

这种非全息扫描技术不需要主相位模板,而是通过将光纤的宽度为 w 的一小段在高能量的单脉冲下依次曝光,直接在光纤上一个周期接一个周期地制作光栅[19]。在下一个脉冲到达前,光纤移动距离为 $\Lambda - w$,这样就形成周期性的折射率图样,其中每一周期只有 w/Λ 的一段有高折射率。这种理论之所以称为逐点写入法(point-by-point fabrication),是因为即使 Λ 小于 1 μm 的光栅也可以周期性地制作。这种技术将紫外激光光束紧紧地聚焦成点,使得只有宽度为 w 的一小段光纤被照射。虽然根据要求,w 可以取不同的值,但通常选为 $\Lambda/2$ 长度。

这种方法有一些实际的限制。第一,由于逐点写入法的耗时性,因此它只能用于制作短光纤光栅(短于 1 cm);第二,很难对光纤的移动进行精确的控制,因此它不能用于制作长光栅;第三,把激光束聚焦成比光栅周期小得多的一个小光斑也是很困难的。考虑到在 1.55 μm 波长处一级光栅周期约为 0.5 μm,而且波长越短,周期也越短。因为这个原因,在 1993 年这种技术的首次实验中,制作出 360 μm 长且周期为 1.59 μm 的三级光栅[38],三级光栅对 1.55 μm 的入射光仍能反射 70%。从基本原理上讲,一束光可以聚焦到和波长一样大小的光斑。因此,使用与制作集成电路时用到的类似的光学聚焦方法,制作光栅常用的 248 nm 的激光应该能在 1.3 ~ 1.6 μm 的范围制作一级光栅。

逐点写入法很适合制作周期超过 10 μm 的长周期光栅。根据实际需要,光栅周期甚至可以超过 100 μm[64~66]。这样的光栅可以用于模式转换(功率从一种模式转移到另一种模式)或偏振转换(功率在两个正交的偏振模之间转化),其滤波特性已用于增益平坦的掺铒光纤放大器。长周期光栅将在 1.7.1 节中介绍。

1.2.5 超短光脉冲法

近年来,飞秒脉冲已被用于局部改变玻璃的折射率,以及在块状介质内制造平板波导[67~72]。飞秒脉冲还可以用来制作光纤光栅,早在 1999 年,工作在 800 nm 波长区的钛宝石激光器产生的飞秒脉冲就用来制作光纤光栅[73~75]。当使用这种飞秒脉冲时,有两种不同的机制能够导致折射率的变化[76]。在所谓的 I 类光栅中,折射率变化是可逆的;相反,在 II 类光栅中,由于当脉冲峰值功率超过自聚焦阈值时的多光子电离和等离子体形成,便产生了永久性的折射率改变。II 类光栅可以用高能量飞秒脉冲写入,需要专门制作的相位模板[74]。在温度高达 1000℃时光栅仍能保持稳定,因此用 800 nm 飞秒脉冲感应的折射率变化量能在数百小时内保持不变[75]。

另外一种方法是,在写光栅之前,首先用谐波产生过程将红外光转变成紫外光。在这种情形中,光子能量超过 4 eV,单光子吸收就可以引起折射率的较大变化。结果,写光栅需要的能流大大降低[77~79]。实际上,还可以采用飞秒钕玻璃激光器的四次谐波脉冲(264 nm),或者钛宝石激光器的三次谐波脉冲(267 nm)。这两种情形中,折射率的改变量均大于 10^{-3}。图 1.5 给出了相关实验结果[77],实验采用能量为 0.2 nJ 的 264 nm 脉冲(脉宽为 260 fs)照射相位模板,制成了3 mm 长的布拉格光栅。左图给出了对于(a) 载氢光纤和(b) 未载氢光纤,测量到的光纤纤芯的紫外光感应折的射率变化量随能流变化的关系;右图给出了在三个不同峰值强度 47 GW/cm^2,31 GW/cm^2 和 77 GW/cm^2 下对应最大能流时光纤光栅的透射谱。最上面的谱表明布拉格波长处的峰值反射

率大于 99.9%，这对应大约 2×10^{-3} 的紫外光感应折射率变化。对于未载氢的光纤，该值更小一些，但通过增加紫外脉冲的峰值强度和能流，该值可以超过 10^{-3}。当用800 nm 钛宝石激光器的三次谐波脉冲(267 nm)时[78]，也可以得到类似的结果。利用这种方法制成的光栅是 I 类光栅，折射率变化量的大小随着高温退火而减小[79]。

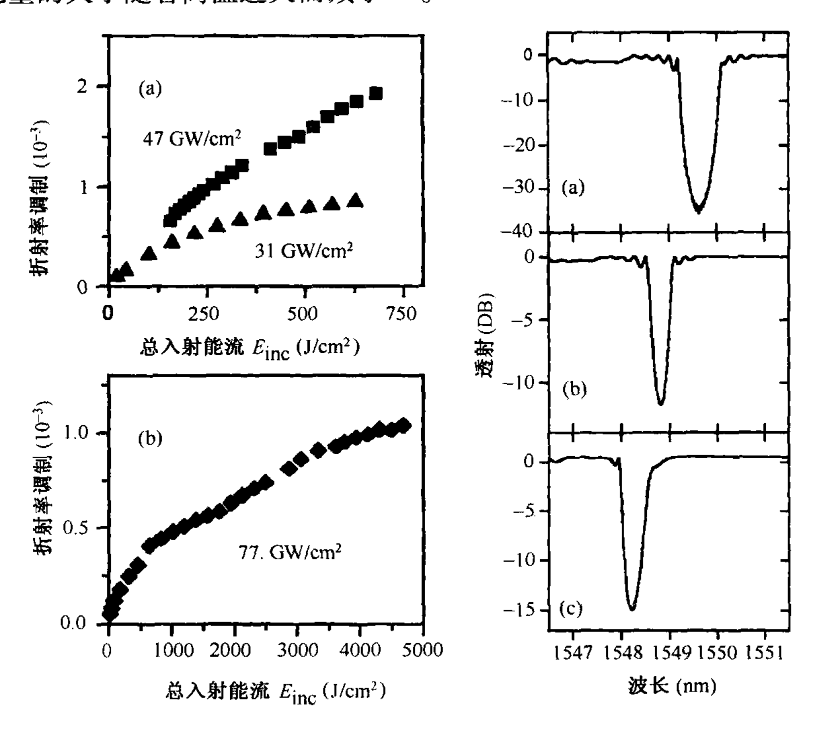


图 1.5　左图为折射率变化量 Δn 随入射能流的变化。(a) 载氢光纤，(b) 未载氢光纤；右图为不同能流下三个光纤光栅的透射谱[77]

1.3　光栅特性

有两种不同方法用来研究布拉格光栅是如何影响光波在光纤中的传输的。一种方法是布洛赫(Bloch)理论，它通常用于描述半导体中电子的运动[80]；另一种方法是分别处理前向和后向传输波，布拉格光栅提供二者之间的耦合，这种理论就是所谓的耦合模理论(coupled-mode theory)，已经在不同领域取得了相当大的成功。本节将推导非线性耦合模方程，并用它来讨论布拉格光栅中低强度连续光的传输。还将引入光子带隙的概念，并说明布拉格光栅是如何产生高色散的。

1.3.1　耦合模方程

应用耦合模理论已经对波在线性周期介质中的传输进行了广泛的研究[81-83]，这种理论已经应用于分布反馈(DFB)半导体激光器[84]及其他一些领域。在光纤中，既要考虑折射率的非线性变化，也要考虑折射率的周期性变化，此时折射率可写为

$$\tilde{n}(\omega,z)=\bar{n}(\omega)+n_2|E|^2+\delta n_g(z) \qquad (1.3.1)$$

式中，n_2 是非线性参量，$\delta n_g(z)$ 表征了光栅内折射率的周期性变化。耦合模理论可以推广到包括光纤非线性的情形，因为式(1.3.1)中的非线性折射率变化($n_2|E|^2$)很小，可以作为微扰处理[85]。

出发点是在式(1.3.1)给出的折射率下解麦克斯韦方程组。另外,正如在本书原理篇2.3节中讨论过的[2],如果非线性效应相对较弱,那么可以在频域中解亥姆霍兹方程

$$\nabla^2\tilde{E}+\tilde{n}^2(\omega,z)\omega^2/c^2\tilde{E}=0 \tag{1.3.2}$$

式中,$\tilde{E}$ 为时域中的电场 $E(t)$ 的傅里叶变换。

注意,$\tilde{n}$ 是 z 的周期函数,把 $\delta n_g(z)$ 展开成如下傅里叶级数是很有用的:

$$\delta n_g(z)=\sum_{m=-\infty}^{\infty}\delta n_m\exp[2\pi im(z/\Lambda)] \tag{1.3.3}$$

因为方程中应当包括前向和后向传输波,所以方程(1.3.2)中的 $\tilde{E}$ 有如下形式:

$$\tilde{E}(\mathbf{r},\omega)=F(x,y)[\tilde{A}_f(z,\omega)\exp(i\beta_Bz)+\tilde{A}_b(z,\omega)\exp(-i\beta_Bz)] \tag{1.3.4}$$

式中,$\beta_B=\pi/\Lambda$ 是一级光栅的布拉格波数。它通过布拉格条件 $\lambda_B=2\bar{n}\Lambda$ 与布拉格波长关联,并且可以用来定义布拉格频率为 $\omega_B=\pi c/(\bar{n}\Lambda)$。在单模光纤中,反向传输的两束波的横向变化由模式分布 $F(x,y)$ 决定。

由方程(1.3.1)至方程(1.3.4),并假设 $\tilde{A}_f$ 和 $\tilde{A}_b$ 为沿 z 方向的慢变振幅并只保留近似相位匹配的项,则频域的耦合模方程变为[81~83]

$$\frac{\partial\tilde{A}_f}{\partial z}=i[\delta(\omega)+\Delta\beta]\tilde{A}_f+i\kappa\tilde{A}_b \tag{1.3.5}$$

$$-\frac{\partial\tilde{A}_b}{\partial z}=i[\delta(\omega)+\Delta\beta]\tilde{A}_b+i\kappa\tilde{A}_f \tag{1.3.6}$$

式中,δ 是相对布拉格频率的失谐量,定义为

$$\delta(\omega)=(\bar{n}/c)(\omega-\omega_B)\equiv\beta(\omega)-\beta_B \tag{1.3.7}$$

耦合模方程中的非线性效应是通过 $\Delta\beta$ 包括在内的。光栅感应的前向和后向波之间的耦合由耦合系数κ决定,对于一级光栅,κ定义为

$$\kappa=\frac{k_0\iint_{-\infty}^{\infty}\delta n_1|F(x,y)|^2\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y}{\iint_{-\infty}^{\infty}|F(x,y)|^2\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y} \tag{1.3.8}$$

在这个一般情况的表达式中,当纤芯内光感应折射率变化不均匀时,κ可以包括 δn_g 的横向变化。对于横向均匀的光栅,$\kappa=2\pi\delta n_1/\lambda$,由式(1.3.8)取 δn_1 为常量并由 $k_0=2\pi/\lambda$ 可以推导出该式;对于 $\delta n_g=n_a\cos(2\pi z/\Lambda)$ 的正弦曲线光栅,$\delta n_1=n_a/2$ 并且耦合系数$\kappa=\pi n_a/\lambda$。

按照本书原理篇2.3节中的步骤[2],方程(1.3.5)和方程(1.3.6)可以转化为时域形式。假设总的电场可以写为

$$E(\mathbf{r},t)=\tfrac{1}{2}F(x,y)[A_f(z,t)\mathrm{e}^{i\beta_Bz}+A_b(z,t)\mathrm{e}^{-i\beta_Bz}]\mathrm{e}^{-i\omega_0t}+\mathrm{c.c.} \tag{1.3.9}$$

式中,ω_0 是脉冲频谱的中心频率。把式(1.3.7)中的 $\beta(\omega)$ 按泰勒级数展开为

$$\beta(\omega)=\beta_0+(\omega-\omega_0)\beta_1+\tfrac{1}{2}(\omega-\omega_0)^2\beta_2+\tfrac{1}{6}(\omega-\omega_0)^3\beta_3+\cdots \tag{1.3.10}$$

保留到 $(\omega-\omega_0)$ 的二次项,用微分算符 $i(\partial/\partial t)$ 替换 $(\omega-\omega_0)$,则可以得到时域中的耦合模方程为

$$\frac{\partial A_f}{\partial z}+\beta_1\frac{\partial A_f}{\partial t}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2A_f}{\partial t^2}+\frac{\alpha}{2}A_f=i\delta A_f+i\kappa A_b+i\gamma(|A_f|^2+2|A_b|^2)A_f \tag{1.3.11}$$

$$-\frac{\partial A_b}{\partial z}+\beta_1\frac{\partial A_b}{\partial t}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_b}{\partial t^2}+\frac{\alpha}{2}A_b=i\delta A_b+i\kappa A_f+i\gamma(|A_b|^2+2|A_f|^2)A_b \tag{1.3.12}$$

式中,式(1.3.7)中的 δ 在 $\omega=\omega_0$ 时取值,为 $\delta=(\omega_0-\omega_B)/v_g$。事实上,用 ω_B 替代式(1.3.9)中的 ω_0 即可消去耦合模方程中的 δ 项,其他参量的意义与本书原理篇 2.3 节中的相同[2]。特别地,$\beta_1\equiv 1/v_g$ 与群速度成反比,β_2 决定群速度色散(GVD),非线性参量 γ 与 n_2 满足 $\gamma=n_2\omega_0/(cA_{\rm eff})$,其中 $A_{\rm eff}$ 是本书原理篇中的式(2.3.30)定义的有效模场面积。

时域耦合模方程中的非线性项包括自相位调制(SPM)和交叉相位调制(XPM)项。XPM 项中的系数 2 的由来在本书原理篇 7.1 节中已经讨论过。事实上,耦合模方程与描述光纤中两同向传输波的方程[见本书原理篇中的方程(7.1.15)和方程(7.1.16)]类似[2],两点主要区别是:(i) 因为 A_b 是后向传输的,所以方程(1.3.12)中的 $\partial A_b/\partial z$ 前出现负号;(ii) 参量 κ 决定了反向传输的两束波之间的线性耦合。这两点从根本上改变了波传输的特性。在讨论一般情形之前,考虑非线性效应较弱且光纤可以作为线性介质来处理的情况是很有意义的。

1.3.2 线性情形下的连续波解

本节主要考虑忽略非线性效应时的线性情形。忽略方程(1.3.11)和方程(1.3.12)中的 SPM 和 XPM 项时,可以很容易地在频域中解线性方程。实际上,可以利用方程(1.3.5)和方程(1.3.6),这两个频域中的耦合模方程包含各阶 GVD。令非线性效应的贡献 $\Delta\beta$ 为零,可得

$$\frac{\partial\tilde{A}_f}{\partial z}=i\delta\tilde{A}_f+i\kappa\tilde{A}_b \tag{1.3.13}$$

$$-\frac{\partial\tilde{A}_b}{\partial z}=i\delta\tilde{A}_b+i\kappa\tilde{A}_f \tag{1.3.14}$$

式中,$\delta(\omega)$ 由式(1.3.7)给出。

上述线性方程的通解有如下形式:

$$\tilde{A}_f(z)=A_1\exp(iqz)+A_2\exp(-iqz) \tag{1.3.15}$$

$$\tilde{A}_b(z)=B_1\exp(iqz)+B_2\exp(-iqz) \tag{1.3.16}$$

式中,q 值待定。常数 A_1, A_2, B_1 和 B_2 相互影响并满足以下 4 个关系:

$$(q-\delta)A_1=\kappa B_1 \qquad (q+\delta)B_1=-\kappa A_1 \tag{1.3.17}$$

$$(q-\delta)B_2=\kappa A_2 \qquad (q+\delta)A_2=-\kappa B_2 \tag{1.3.18}$$

上述方程中,A_1, A_2, B_1 和 B_2 为非零值的条件是 q 的取值满足下面的色散关系(dispersion relation):

$$q(\omega)=\pm\sqrt{\delta^2(\omega)-\kappa^2} \tag{1.3.19}$$

这是光栅的一个很重要的方程,其含义很快就会显现出来。

应用式(1.3.15)至式(1.3.18)可以消去 A_2 和 B_1,方程的通解用有效反射系数 $r(q)$ 可以写为

$$\tilde{A}_f(z)=A_1\exp(iqz)+r(q)B_2\exp(-iqz) \tag{1.3.20}$$

$$\tilde{A}_b(z)=B_2\exp(-iqz)+r(q)A_1\exp(iqz) \tag{1.3.21}$$

其中

$$r(q)=\frac{q-\delta}{\kappa}=-\frac{\kappa}{q+\delta} \tag{1.3.22}$$

r 对 q 的依赖性和色散关系式(1.3.19)表明,后向反射波的强度和相位都依赖于频率 ω。式(1.3.19)中 q 的正负号的选择应使 $|r(q)|<1$。

1.3.3 光子带隙

如图 1.6 所示[该图是根据式(1.3.19)画出的],布拉格光栅的色散关系呈现出一个重要特性。如果入射光频率失谐量的范围为 $-\kappa<\delta<\kappa$,则 q 变为纯虚数,在此种情况下光栅不允许光通过,大部分入射光被反射。类似于晶体中电子带隙的情形,$|\delta|\leqslant\kappa$ 的范围可以称为光子带隙(photonic bandgap),当频率落在光子带隙内时,光栅不通光,所以光子带隙也称为阻带(stop band)。

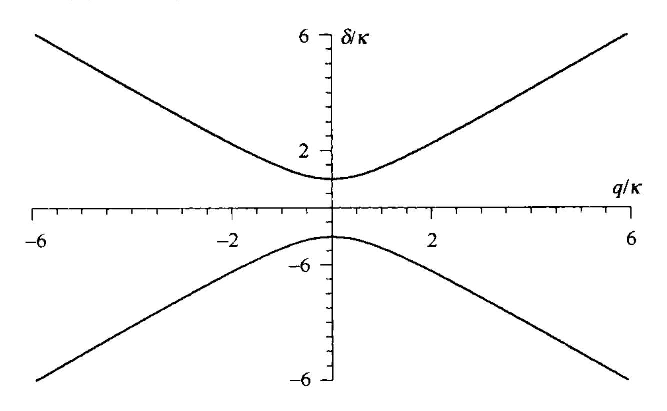


图 1.6 δ 随 q 变化的色散曲线及光纤光栅的光子带隙

当光纤光栅中传输的光脉冲的载频 ω_0 位于阻带外并接近其边缘时,由式(1.3.4)和式(1.3.15)可知,前向波的有效传输常数为 $\beta_e(\omega)=\beta_B+q(\omega)$,其中 $q(\omega)$ 是光波频率的函数,并由式(1.3.19)给出。β_e 的频率相关性表明,即使用非色散介质制作的光栅也能表现出色散效应。在光纤光栅中,除了光纤的材料色散和波导色散外,还有光栅感应的色散。事实上在所有引起色散的因素中,光栅感应的色散是最主要的。为了看得更清楚一些,与式(1.3.10)类似,把 β_e 在脉冲载频 ω_0 附近按泰勒级数展开,结果如下:

$$\beta_e(\omega)=\beta_0^g+(\omega-\omega_0)\beta_1^g+\frac{1}{2}(\omega-\omega_0)^2\beta_2^g+\frac{1}{6}(\omega-\omega_0)^3\beta_3^g+\cdots \tag{1.3.23}$$

式中,$\beta_m^g(m=1,2,\cdots)$定义为

$$\beta_m^g=\frac{\mathrm{d}^m q}{\mathrm{d}\omega^m}\approx\left(\frac{1}{v_g}\right)^m\frac{\mathrm{d}^m q}{\mathrm{d}\delta^m} \tag{1.3.24}$$

以上导数在 $\omega=\omega_0$ 处赋值,上标 g 表明光栅中色散效应有自己的起因。式(1.3.24)中,v_g 为无光栅时($\kappa=0$)的脉冲群速度。考虑到式(1.3.7)中与频率有关的 $\bar{n}$ 时,上述情况自然就会发生。在式(1.3.24)中忽略了 v_g 的色散,但其可以很容易地包含进去。

首先考虑光栅中脉冲的群速度。由 $V_G=1/\beta_1^g$ 和式(1.3.24),可以得到

$$V_G=\pm v_g\sqrt{1-\kappa^2/\delta^2} \tag{1.3.25}$$

式中,正负号由脉冲是前向还是后向传输决定。对于远离阻带边缘的情形($|\delta|\gg\kappa$),光脉冲不受光栅的影响,群速度与无光栅时的相同。另外,当 $|\delta|$ 接近 κ 时,群速度不断减小,在阻带的两个边缘 $|\delta|=\kappa$ 时,群速度为零。因此,接近阻带时,光纤光栅中的脉冲群速度显著减小。例如,当 $|\delta|/\kappa\approx1.18$ 时,群速度减小 50%。

光栅的二阶和三阶色散特性分别由β_2^g和β_3^g决定。由式(1.3.24)和色散关系，这两个参量可写为

$$\beta_2^g = -\frac{\mathrm{sgn}(\delta)\kappa^2/v_g^2}{(\delta^2-\kappa^2)^{3/2}} \qquad \beta_3^g = \frac{3|\delta|\kappa^2/v_g^3}{(\delta^2-\kappa^2)^{5/2}} \tag{1.3.26}$$

光栅感应的 GVD 由β_2^g决定，取决于失谐量 δ 的符号。图 1.7 给出了对κ在 1 ~ 10 cm^{-1}范围内的三种光栅，β_2^g和β_3^g随 δ 的变化关系。对于图 1.6 所示色散曲线的上分支，δ 为正值且载频超过布拉格频率，此时 GVD 为负值。与此相反，曲线的下分支对应 GVD 为正值($\beta_2^g>0$)，δ 为负值且载频小于布拉格频率。注意，三阶色散对于色散曲线的两个分支都是正值。另外，在阻带的两个边缘，β_2^g和β_3^g变为无穷大。

光纤光栅的色散特性与普通光纤相比有很大的差别。第一，β_2^g在以布拉格波长为中心的阻带两侧改变符号，布拉格波长易于控制，可在任意光谱区选择，这和标准石英光纤的色散β_2形成了鲜明的对比，后者只能在 1.3 μm 附近的零色散波长两侧改变符号；第二，β_2^g在阻带的较短波长一侧取负值，而对于传统光纤，β_2 则在波长大于零色散波长时取负值；第三，β_2^g的取值要远大于 β_2。图 1.7 标明了对于几个不同的κ，β_2^g相对于失谐量 δ 的变化关系。可以看到，对于光纤光栅，$|\beta_2^g|$很容易超过 10^7 $\mathrm{ps^2/km}$，而标准光纤的 β_2 约为 10 $\mathrm{ps^2/km}$。这一特性可以用于色散补偿[86]。典型地，一个 10 cm 长的光栅可以补偿 50 km 或更长光纤的 GVD。将在本章 1.7.2 节提到的啁啾光栅，虽然反射色散补偿信号，但当入射信号波长落入阻带内时，可以提供更高的色散[87]。

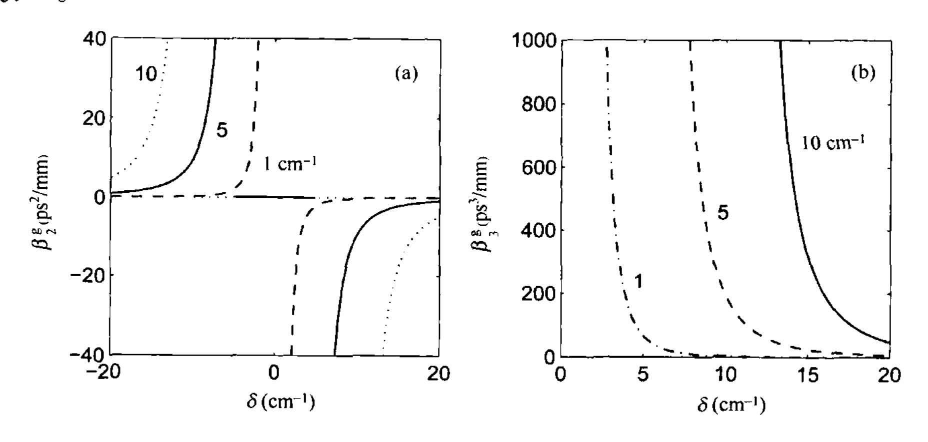


图 1.7　光纤光栅的二阶和三阶色散参量在 3 个不同的κ值下与失谐量 δ 的变化关系

1.3.4　光栅滤波器

光脉冲入射到光纤光栅上时究竟会发生什么情况？这取决于脉冲的频谱相对于该光栅阻带的位置。如果脉冲频谱位于阻带内，那么脉冲被反射；另一方面，如果脉冲的部分频谱在阻带外，那么这一部分将透过光栅。因为光纤光栅的色散特性和频谱分裂，反射和透射脉冲的形状与入射脉冲相比有很大的不同。如果峰值功率足够小，以至于非线性效应可以忽略，那么可以先算出不同频谱分量的反射系数和透射系数，然后对入射脉冲的频谱积分，就可以得到反射和透射脉冲的形状。当脉冲频谱比阻带宽或接近阻带边缘时，脉冲将产生显著的畸变。

在适当的边界条件下，用式(1.3.20)和式(1.3.21)可以计算反射系数和透射系数。考虑一

个长为 L 的光栅,假设光仅从 $z=0$ 的前端入射。反射系数为

$$r_g=\frac{\tilde{A}_b(0)}{\tilde{A}_f(0)}=\frac{B_2+r(q)A_1}{A_1+r(q)B_2} \tag{1.3.27}$$

在式(1.3.21)中使用边界条件 $\tilde{A}_b(L)=0$,则有

$$B_2=-r(q)A_1\exp(2iqL) \tag{1.3.28}$$

把上式和式(1.3.22)代入式(1.3.27)中,可得

$$r_g=\frac{i\kappa\sin(qL)}{q\cos(qL)-i\delta\sin(qL)} \tag{1.3.29}$$

可用同样的方法得到透射系数 t_g。r_g 和 t_g 的频率相关性决定了光纤光栅的滤波特性。

图 1.8 所示为两个 κL 值下反射率 $|r_g|^2$ 和 r_g 的相位随失谐量 δ 变化的函数曲线,其中实线和虚线分别对应 $\kappa L=3$ 和 $\kappa L=2$。当 $\kappa L=3$ 或更大时,在阻带内光栅的反射率接近 100%;在阻带中央时反射率取最大值,令式(1.3.29)中的 $\delta=0$,则有

$$R_{\max}=|r_g|^2=\tanh^2(\kappa L) \tag{1.3.30}$$

当 $\kappa L=2$ 时,$R_{\max}=0.93$。使用 $\kappa L>2$ 和 $\kappa=2\pi\delta n_1/\lambda$ 的条件,可以估算阻带内高反射率所要求的光栅长度。对于 $\delta n_1\approx10^{-4}$ 和 $\lambda=1.55$ μm,要满足 $\kappa L>2$ 的条件,L 应超过 5 mm。上述条件在实际应用中很容易满足。事实上,已经获得长度为 1.5 cm 且反射率超过 99% 的光栅[34]。

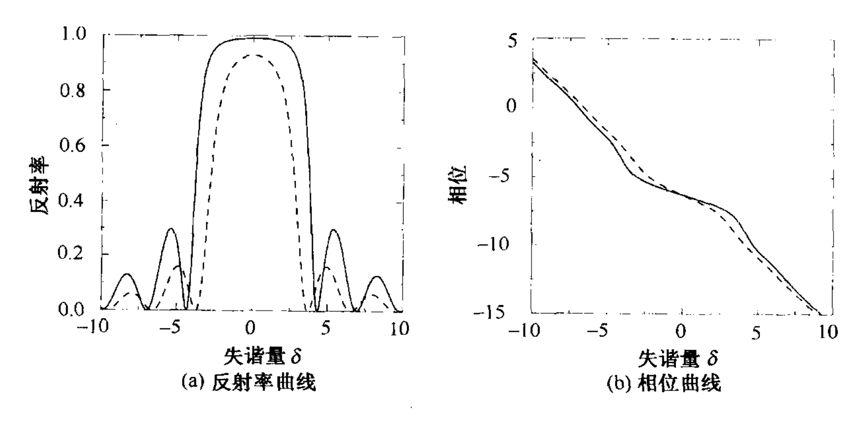


图 1.8 反射率 $|r_g|^2$ 和 r_g 的相位随 δ 变化的函数曲线

1.3.5 实验验证

耦合模理论已经很成功地解释了所观察到的光纤光栅的特征。图 1.9 所示为测量到的工作在 1.3 μm 附近的光纤光栅的反射谱[33],拟合曲线由式(1.3.29)计算。94% 的峰值反射率表明,该光栅的 $\kappa L\approx2$,阻带宽度约为 1.7 nm。由这些测量值可以推断出光栅长度为 0.84 mm,折射率变化为 1.2×10^{-3}。耦合模理论很好地解释了所观察到的光纤光栅的反射和透射谱。

从实际的角度看,图 1.8 和图 1.9 中阻带两侧的多个边带是不希望出现的。在光栅的两端,相对于光栅以外的区域折射率发生突变,由此弱反射产生多个边带。即使折射率的典型改变值小于 1%,但光栅两个端面的反射形成一个 F-P 腔,其透射特性和波长相关。通常用切趾技术(apodization technique)来消除图 1.8 和图 1.9 中的边带[48],在这种技术中,写光栅所用的紫外光的强度是非均匀的,在光栅两个端面附近,强度渐变为零。

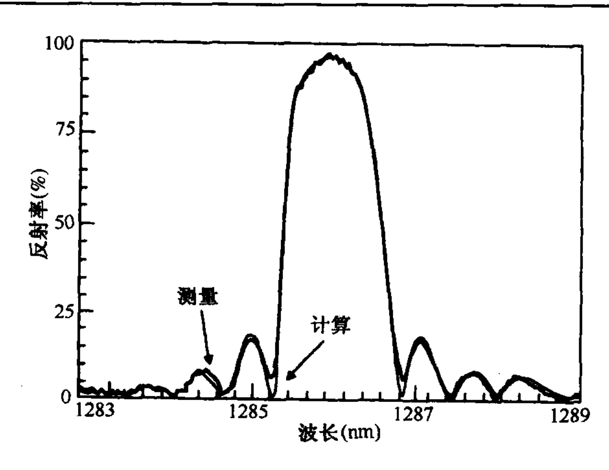


图 1.9　工作在 1.3 μm 附近的光纤光栅的测量和计算的反射谱[33]

图 1.10(a)为切趾光纤光栅中折射率周期性变化的示意图。在接近光栅两端的长度为 L_t 的过渡区,耦合系数κ的值从零增加到最大值。这个过渡区几乎可以完全抑制边带的出现,从而使光纤光栅具备良好的滤波特性。图 1.10(b)所示为扫描相位模板技术制作的 7.5 cm 长的切趾光纤光栅的反射谱。阻带内反射率超过 90%,阻带宽 0.17 nm,中心波长位于布拉格波长 1.053 μm 处,该波长选择与 Nd:YLF 激光波长一致[88]。从阻带宽度可以估算出耦合系数约为 7 cm^{-1}。注意,阻带两边缘的反射率急剧减小,而且边带完全消失。

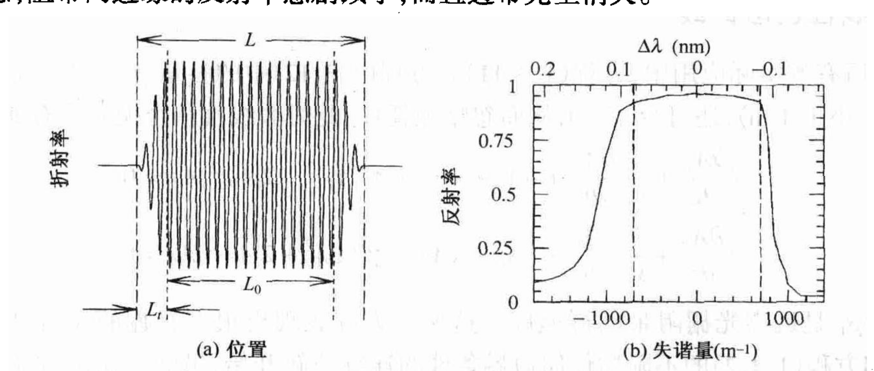


图 1.10　切趾光纤光栅的(a) 折射率变化的示意图和(b) 测量到的反射谱[88]

通过将 80 ps 的脉冲(近高斯形)在同样的切趾光纤光栅中传输,可以研究阻带边缘附近的色散特性[88]。图 1.11 所示为脉冲在 7.5 cm 长切趾光纤光栅中传输时的(a) 脉宽和(b) 传输时间随布拉格波长的失谐量 δ 变化的曲线,其中实线为耦合模理论的预测曲线。当 δ 为正值时,光栅感应的 GVD 在色散曲线的上分支为负值。当激光调节到接近阻带边缘时,可以观察到到达时间延长的有趣特征,这是群速度减小引起的。δ 接近 900 m^{-1}时到达时间加倍,表明脉冲速度仅为无光栅情形下的 50%。这个结果与式(1.3.25)给出的耦合模理论所预期的结果是一致的。

图 1.11 所示的脉宽变化可以大部分归结于式(1.3.26)中光栅感应的 GVD 效应。阻带边缘附近的脉冲展宽起因于$|\beta_2^g|$的增加,$\delta = 1200\ m^{-1}$附近的脉冲微小压缩是使脉冲引入啁啾的轻度 SPM 导致的。事实上,为和实验曲线相符,方程(1.3.11)和方程(1.3.12)中包含 γ 项是必要的。在功率较高时,非线性效应变得显著起来。下面就将讨论这个问题。

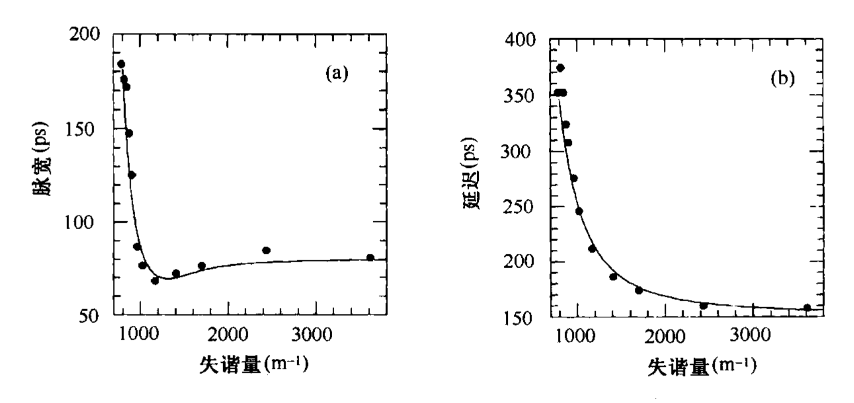


图 1.11 测量到的 80 ps 输入脉冲的(a) 输出宽度(指的是 FWHM)和(b) 到达时间随失谐量 δ 变化的曲线[88]

1.4 连续波的非线性效应

非线性一维周期介质中的波传输在很多文献中都被研究过[89~109]。对于光纤光栅,式(1.3.1)中出现的强度相关项导致两反向传输光波的 SPM 和 XPM,这些非线性效应可以通过解非线性耦合模方程(1.3.11)和方程(1.3.12)包括在内。本节将用这两个方程来研究连续波条件下的非线性效应,时间相关效应将在后续章节中讨论。

1.4.1 非线性色散曲线

在几乎所有的实际应用中,方程(1.3.11)和方程(1.3.12)中的参量 β_2 可以忽略。对于典型的光栅长度(小于 1 m),还可令 $\alpha=0$,从而忽略损耗项,此时非线性耦合模方程有如下形式:

$$i\frac{\partial A_f}{\partial z}+\frac{i}{v_g}\frac{\partial A_f}{\partial t}+\delta A_f+\kappa A_b+\gamma(|A_f|^2+2|A_b|^2)A_f=0 \tag{1.4.1}$$

$$-i\frac{\partial A_b}{\partial z}+\frac{i}{v_g}\frac{\partial A_b}{\partial t}+\delta A_b+\kappa A_f+\gamma(|A_b|^2+2|A_f|^2)A_b=0 \tag{1.4.2}$$

式中,$v_g=1/\beta_1$ 是远离光栅阻带的群速度。这两个方程表现出很多有趣的非线性效应。从方程(1.4.1)和方程(1.4.2)的不附加任何边界条件的连续波解开始,虽然从实际的角度看这是不现实的,但得到的色散曲线却提供了可观的物理图像。注意,所有光栅感应的色散效应都通过系数κ包含在这两个方程中。

为了解连续波条件下的方程(1.4.1)和方程(1.4.2),忽略时间导数项并假定有如下形式的解:

$$A_f=u_f\exp(iqz) \qquad A_b=u_b\exp(iqz) \tag{1.4.3}$$

式中,u_f 和 u_b 沿光栅长度方向保持为不变常量。引入参量 $f=u_b/u_f$ 来描述总能量 $P_0=u_f^2+u_b^2$ 在前向和后向波的分配情况,u_f 和 u_b 可写为

$$u_f=\sqrt{\frac{P_0}{1+f^2}} \qquad u_b=\sqrt{\frac{P_0}{1+f^2}}f \tag{1.4.4}$$

参量 f 的取值可正可负,若 $|f|>1$,则后向波为主。由方程(1.4.1)至方程(1.4.4)可知,q 和 δ 都依赖于 f 且满足下面的关系式:

$$q=-\frac{\kappa(1-f^2)}{2f}-\frac{\gamma P_0}{2}\frac{1-f^2}{1+f^2} \qquad \delta=-\frac{\kappa(1+f^2)}{2f}-\frac{3\gamma P_0}{2} \tag{1.4.5}$$

为理解式(1.4.5)的物理意义，首先来考虑能量较低且非线性效应可以忽略的情形。如果令式(1.4.5)中的 $\gamma=0$，则很容易得到 $q^2=\delta^2-\kappa^2$，这就是前面得到的色散关系式(1.3.19)。当 f 改变时，q 和 δ 的关系如图1.6中的曲线所示。实际上，若 $f<0$ 则取上分支，反之则取下分支，阻带的两个边缘在 $f=\pm1$ 处。从实际的角度讲，连续波相对于布拉格频率的失谐量 δ 决定了 f 的值，而 f 反过来又固定了式(1.4.5)中的 q 值。光栅中的群速度也依赖于 f 且满足

$$V_G=v_g\frac{\mathrm{d}\delta}{\mathrm{d}q}=v_g\left(\frac{1-f^2}{1+f^2}\right) \tag{1.4.6}$$

正如所预期的，在对应于 $f=\pm1$ 的阻带边缘，V_G 的取值为零。注意，对于 $|f|>1$，V_G 变为负值，这是因为此时后向传输波起主要作用。当连续波频率靠近阻带边缘时，光速显著减小。例如，当 f^2 等于1/3或3时，速度减小50%。

式(1.4.5)可以用来表明光纤的非线性是如何影响色散曲线的。图1.12所示为两种功率水平下(a) $\gamma P_0/\kappa=2$ 和(b) $\gamma P_0/\kappa=5$ 的曲线，其中选取 $\kappa=5\ \mathrm{cm}^{-1}$，虚线表示线性情形($\gamma=0$)。非线性效应改变了色散曲线上分支的性质，超过某一临界功率就形成一个环。在 q 取零值而 $|f|\neq1$ 的条件下，可以通过 f 的取值来确定 P_0 的临界功率。由式(1.4.5)可知出现这种情况时，有

$$f\equiv f_c=-(\gamma P_0/2\kappa)+\sqrt{(\gamma P_0/2\kappa)^2-1} \tag{1.4.7}$$

这样，只在 $f<0$ 的上分支形成一个环。另外，成环时需满足总功率 $P_0>P_c$，其中 $P_c=2\kappa/\gamma$。从物理意义上讲，式(1.3.1)中通过非线性项引起的模折射率的增加将导致布拉格波长的增大，并且将阻带移向更低频率。因为频移量取决于总功率 P_0，随着功率的改变，频率靠近上分支边缘的光可以移出谐振范围。如果非线性参量 γ 为负(自散焦介质，$n_2<0$)，则图1.12中的环将在下分支形成，这可由式(1.4.7)证明。

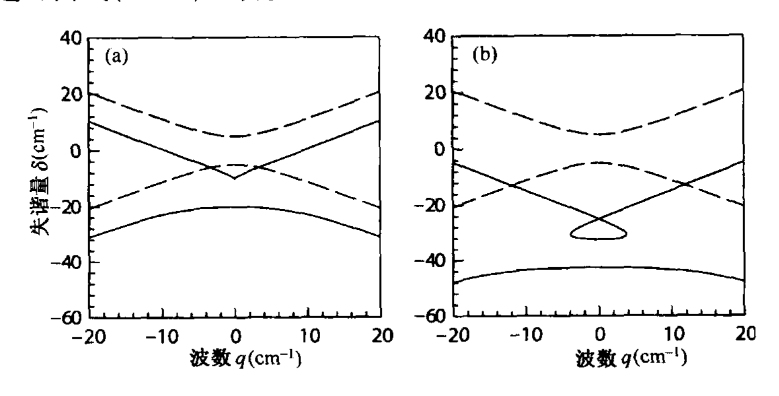


图1.12 失谐量 δ 随波数 q 变化的非线性色散曲线

1.4.2 光学双稳态

当引入光栅两端的边界条件时，式(1.4.3)给出的简单连续波解有显著改变。对于一个有限尺寸的光栅，非线性效应的最简单的现象通过光学双稳态表现出来，1979年首次预言了此现象[89]。

考虑连续光束从光栅一端入射时，光纤非线性是如何影响光束在光栅中的传输的。很显然，光束强度和其相对于阻带的波长将起重要作用。从数学意义上讲，应在 $z=0$ 和 $z=L$ 处引入合适的边界条件来解方程(1.4.1)和方程(1.4.2)。这两个方程和本书原理篇6.3节中的方程

类似[2],并且可以根据椭圆函数用同一技巧来求解[89]。利用 $A_j=\sqrt{P_j}\exp(i\phi_j)$并将实部和虚部分离,由方程(1.4.1)和方程(1.4.2)导出下面的三个方程:

$$\frac{\mathrm{d}P_f}{\mathrm{d}z}=2\kappa\sqrt{P_fP_b}\sin\psi \tag{1.4.8}$$

$$\frac{\mathrm{d}P_b}{\mathrm{d}z}=2\kappa\sqrt{P_fP_b}\sin\psi \tag{1.4.9}$$

$$\frac{\mathrm{d}\psi}{\mathrm{d}z}=2\delta+3\gamma(P_f+P_b)+\frac{P_f+P_b}{(P_fP_b)^{1/2}}\kappa\cos\psi \tag{1.4.10}$$

式中,ψ表示前向波和后向波的相位差$\phi_f-\phi_b$。

可以证明,由上述方程可以得到下面两个恒等式[104]:

$$P_f(z)-P_b(z)=P_t \qquad \sqrt{P_fP_b}\cos\psi+(2\delta+3\gamma P_b)P_f/(2\kappa)=\Gamma_0 \tag{1.4.11}$$

式中,P_t 是透射功率,Γ_0 是一常量。用这两个量可以推导出关于 P_f 的微分方程,它具有椭圆函数形式的解。对于具有有限长度 L 的光栅,利用边界条件 $P_b(0)=0$ 可以得到 $z=L$ 处的透射功率 P_t 与入射功率 P_i 的隐含关系。详细情况参考文献[101]。

图 1.13 为对应于不同失谐量的透射功率与入射功率的关系[两者都对临界功率 $P_{cr}=4/(3\gamma L)$做了归一化],$\kappa L=2$。当腔内放置一非线性介质时可产生光学双稳态,其中的 S 形曲线是众所周知的[110]。事实上,这些曲线中有负斜率的中间部分是不稳定的,如实线上的箭头所示,透射功率的滞后表现出双稳态。功率较低时,因为非线性效应相对较弱,由线性理论可知透射功率较小。但是,当输入功率超过某一值时,大部分入射光得以通过。注意,由于式(1.3.1)中非线性效应对折射率的贡献,方程(1.4.1)和方程(1.4.2)中的有效失谐量 δ 开始和功率有关,这就可以定性地理解从低透到高透状态的切换。因为波长在阻带内,所以在低功率情况下大部分光被反射;当高功率导致非线性折射率变化足够大时,光波将波长调节到阻带外而得以透射。

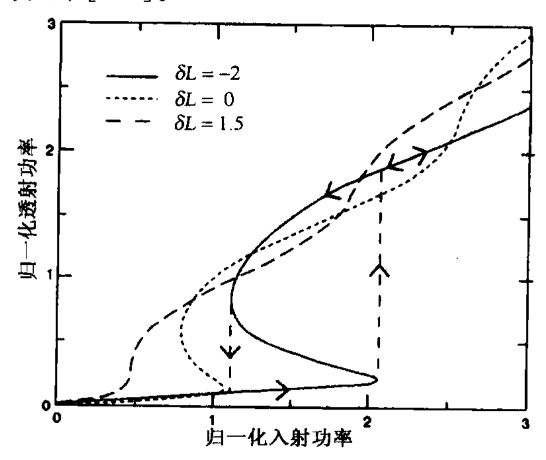
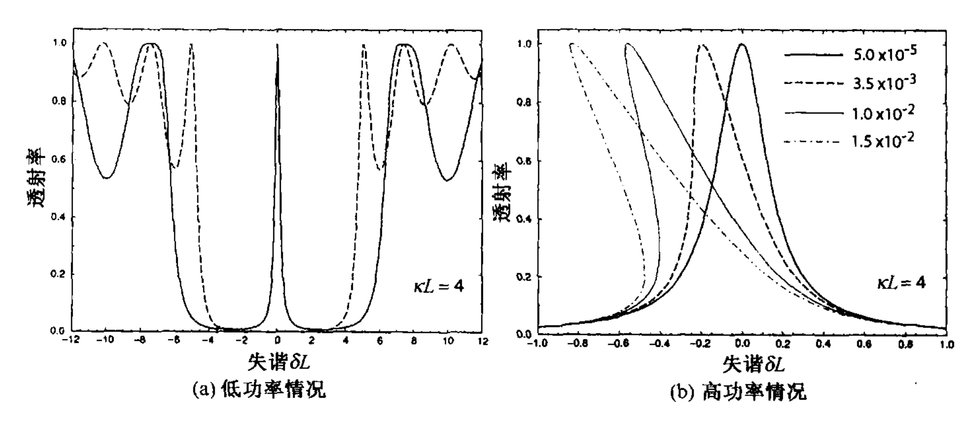


图 1.13 阻带内三个失谐量下对应的透射功率与入射功率的关系曲线[89]

在光纤光栅中观察到光学双稳态要受较大的开关功率($P_0>P_{cr}>1$ kW)的限制。事实表明,在光纤光栅的中间引入 $\pi/2$ 相位差,可以使开关功率减小两个数量级甚至更多。因为 $\lambda/4$(半光栅周期)距离对应 $\pi/2$ 的相移,这样的光栅称为 $\lambda/4$ 光栅或相移光栅,通常用于制作分布反馈(DFB)半导体激光器[84]。相移光纤光栅的建议于 1994 年提出[111],$\pi/2$ 相移的引入,为光栅的阻带开出一个较窄的传输窗口。图 1.14(a)比较了低功率情况下均匀光栅(虚线)和相移光栅(实线)的透射谱(已对临界功率做了归一化)。在高功率情况下,在图 1.14(b)中可以看到中间的尖峰左倾,这种弯曲在相移光纤光栅中产生低阈值光开关效应[104]。均匀光栅的椭圆函数解可以用来构造 $\lambda/4$ 光栅的多值解[105]。事实表明,相移区域的出现显著地降低了开关功率。



(a) 低功率情况　　(b) 高功率情况

图 1.14 光纤光栅的透射谱[104]

当连续光通过光栅传输时,双稳态开关并不能保证总有恒定的输出光功率。早在 1982 年,方程(1.4.1)和方程(1.4.2)的数值解就表明,在一定条件下透射功率不仅可以变为周期性的,而且也可以是混沌的[90]。用物理学术语可以描述为,图 1.13 的上分支部分可能变得不稳定;一旦光束强度超过开关阈值,输出就会变为周期性的或混沌的。这种行为已经在实验中观察到(将在 1.6 节中讨论)。下一节将讨论另一种不稳定性,即使是在连续光调节到阻带外且不表现出光学双稳态的情况下,这种不稳定性也能发生。

1.5 调制不稳定性

稳定性是至关重要的,对于前面得到的连续波解,必须考虑到这个问题。与本书原理篇 5.1 节中的分析类似[5],即使连续波从光纤光栅的一端入射,调制不稳定性也能破坏稳态解并形成周期性输出[112~118]。另外,因为伴随失谐量 δ 有较大的 GVD 变化,调制不稳定性产生的脉冲序列的重复频率也可在较大范围内调谐。

1.5.1 线性稳定性分析

为简单起见,利用光栅两端无边界条件时式(1.4.3)和式(1.4.4)给出的连续波解讨论调制不稳定性。参照本书原理篇 5.1 节的分析[2],对稳态引入一个微扰

$$A_f = (u_f + a_f)e^{iqz} \qquad A_b = (u_b + a_b)e^{iqz} \tag{1.5.1}$$

并假设微扰项 a_f 和 a_b 很小,使方程(1.4.1)和方程(1.4.2)线性化,最后得到的方程为[117]

$$i\frac{\partial a_f}{\partial z} + \frac{i}{v_g}\frac{\partial a_f}{\partial t} + \kappa a_b - \kappa f a_f + \Gamma[(a_f + a_f^*) + 2f(a_b + a_b^*)] = 0 \tag{1.5.2}$$

$$-i\frac{\partial a_b}{\partial z} + \frac{i}{v_g}\frac{\partial a_b}{\partial t} + \kappa a_f - \frac{\kappa}{f}a_b + \Gamma[2f(a_f + a_f^*) + f^2(a_b + a_b^*)] = 0 \tag{1.5.3}$$

式中,$\Gamma = \gamma P_0/(1+f^2)$是有效非线性参量。

假设这两个线性耦合方程解的形式为平面波

$$a_j = c_j \exp[i(Kz - \Omega t)] + d_j \exp[-i(Kz + \Omega t)] \tag{1.5.4}$$

式中,下标 $j = f$ 或 b。利用方程(1.5.2)至方程(1.5.4),可得到 c_j 和 d_j 满足的一组 4 个齐次方程。只有 4×4 行列式组成的系数矩阵为零时,这组方程才有非平凡解。由这个条件可以推出

下面的四次多项式:

$$
\begin{aligned}
(s^2-K^2)^2 - 2\kappa^2(s^2-K^2) - \kappa^2 f^2(s+K)^2 - \\
\kappa^2 f^{-2}(s-K)^2 - 4\kappa\Gamma f(s^2-3K^2) = 0
\end{aligned}
\tag{1.5.5}
$$

式中,引入了空间频率 $s=\Omega/v_g$。

多项式(1.5.5)的4个根决定了连续波解的稳定性。然而,有一个棘手的问题首先要解决。式(1.5.5)是关于 s 和 K 的四次多项式。问题是,哪一个决定了调制不稳定性的增益?对于本书原理篇5.1节中讨论的均匀折射率光纤的情况[2],因为光仅前向传输,所以增益 g 与 K 的虚部有关。在光纤光栅中,光同时沿后向和前向传输,向前移动的只是时间。所以,式(1.5.5)应被看成是关于 s 的四次多项式,其根依赖于 K。调制不稳定性的增益 $g=2\mathrm{Im}(s_m)$,其中 s_m 是虚部最大时的根。

通过对上面的多项式(1.5.5)根的分析,可以得到几个有趣的结论[117]。图1.15为对应于色散曲线上下分支的反常和正常GVD区($f=\mp0.5$)的调制不稳定性增益谱,图中的实线和虚线分别对应 Γ/κ 取0.5和2两个不同值。对于反常GVD且低功率($\Gamma<\kappa$)的情况,增益谱与均匀折射率光纤类似。在本节后面会看到,当 $\Gamma\ll\kappa$ 时,非线性耦合模方程简化为非线性薛定谔(NLS)方程。对于较高的 P_0 值,$\Gamma>\kappa$,即使 $s=0$,增益也存在,由图1.15(a)中 $\Gamma/\kappa=2$ 的曲线可以看到这一点。因而,在高功率的情况下,即使是零频率(直流)起伏,连续波解也变得不稳定。

即使是在色散曲线的下分支($f>0$,光栅感应的GVD为正值),也能产生调制不稳定性。只有当 P_0 超过下式的某一值时才产生不稳定性:

$$
P_0 > \tfrac{1}{2}\kappa(1+f^2)^2 f^p \tag{1.5.6}
$$

如果 $f\leqslant1$,则 $p=1$;但当 $f>1$ 时,$p=-3$。正常GVD区发生的调制不稳定性仅仅是由光栅引起的。

前面的分析完全忽略了边界条件。对于一个有限长度的光栅,应检验用椭圆函数表示的连续波解的稳定性。这样的探究是复杂的,而且需要求非线性耦合模方程的数值解[113]。结果表明,图1.13中的双稳态曲线的上分支部分变得不稳定,并通过调制不稳定性形成脉冲序列。这些脉冲序列没必要是周期性的,而且在一定条件下,能够呈现出周期加倍和光学混沌现象。

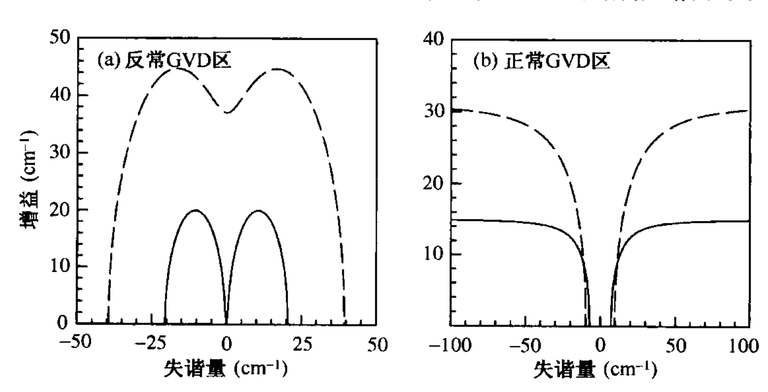


图1.15　光纤光栅调制不稳定性的增益谱

1.5.2　有效NLS方程

图1.15中的增益谱与均匀折射率光纤增益谱的相似性表明,在不太高的功率水平下,非线性耦合模方程预期的特征和由NLS方程得到的结果是一致的。实际上,在一定条件下,方程(1.4.3)

和方程(1.4.4)在形式上能简化为有效 NLS 方程[119~123]。一种多标度法通常用来证明这个等价性，详细情况可参阅文献[101]。

用来把非线性耦合模方程简化为有效 NLS 方程的方法是固体物理中著名的布洛赫理论。即使没有非线性效应，对应于色散关系 $q^2=\delta^2-\kappa^2$，光子能带的本征函数不是由 A_f 和 A_b，而是由 A_f 和 A_b 的线性组合形成的布洛赫波。若在此基础上研究非线性问题，则已经证实满足以下两个条件时，方程(1.4.3)和方程(1.4.4)就可以简化为有效 NLS 方程。第一，脉冲的峰值强度要足够小，以至于式(1.3.1)中的非线性折射率改变 n_2I_0 比 δn_g 的最大值还要小得多。这个条件和 $\gamma P_0\ll\kappa$ 或者 $\kappa L_{NL}\gg 1$ 是等价的，$L_{NL}=(\gamma P_0)^{-1}$ 是非线性长度。即便峰值强度高达 100 GW/cm²，这个条件在实际应用中也是很容易满足的。第二，光栅感应的三阶色散 β_3^g 应能被忽略。

满足以上两个条件时，脉冲在光纤光栅中的传输满足下面的 NLS 方程[117]：

$$\frac{i}{v_g}\frac{\partial U}{\partial t}-\frac{(1-v^2)^{3/2}}{\mathrm{sgn}(f)2\kappa}\frac{\partial^2 U}{\partial\zeta^2}+\frac{1}{2}(3-v^2)\gamma|U|^2U=0 \tag{1.5.7}$$

式中，$\xi=z-V_Gt$。已经通过式(1.4.6)引入了一个与参量 f 相关的速度减小因子

$$v=\frac{V_G}{v_g}=\frac{1-f^2}{1+f^2}=\pm\sqrt{1-\kappa^2/\delta^2} \tag{1.5.8}$$

当靠近阻带某一边缘时，群速度以因子 v 减小；对应于 $f=\pm1$ 的两个边缘，群速度为零($v=0$)。方程(1.5.7)中第一项是时间的导数而非 z 的导数，其原因前面已经讨论过。从物理意义上也可以很好地理解这个方程。注意，变量 U 不是前向或后向波的振幅，而是表示由 A_f 和 A_b 叠加形成的布洛赫波包络的振幅。

方程(1.5.7)是在 A_f 占优势($|f|<1$)的条件下写出的，此时群速度 V_G 减小，整个布洛赫波包络前向传输。记住这一点，引入包络传输距离 $z=V_Gt$，并通过定义局部时间变量 $T=t-z/V_G$ 来说明包络形状的改变。方程(1.5.7)可写成本书原理篇第 5 章中用到的 NLS 方程的标准形式[2]：

$$i\frac{\partial U}{\partial z}-\frac{\beta_2^g}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial T^2}+\gamma_g|U|^2U=0 \tag{1.5.9}$$

式中，有效 GVD 参量 β_2^g 和非线性参量 γ_g 定义为

$$\beta_2^g=\frac{(1-v^2)^{3/2}}{\mathrm{sgn}(f)v_g^2\kappa v^3}\qquad \gamma_g=\left(\frac{3-v^2}{2v}\right)\gamma \tag{1.5.10}$$

应用式(1.5.8)，GVD 参量 β_2^g 就能与式(1.3.26)中的相同。

与标准 NLS 方程相比，方程(1.5.9)的几个特征值得注意。第一，变量 U 代表的是 A_f 和 A_b 叠加形成的布洛赫波包络的振幅；第二，参量 β_2^g 和 γ_g 不是常量，但受速度减小因子 v 的影响，两者都随 v 的减小而增加，在阻带边缘 $v=0$ 处两者变为无穷大。显然，方程(1.5.9)在那一点是无效的；但是，方程在靠近阻带或在阻带外均有效。远离阻带时($v\to1$)，β_2^g 变得很小(对于 κ 的典型值，β_2^g 小于 1 ps²/km)，因此方程应当包括光纤 GVD 并用 β_2 代替 β_2^g。注意，当 $v=1$ 时 $\gamma_g=\gamma$，方程(1.5.9)简化为标准 NLS 方程，并且 U 对应于前向波的振幅，因为这样的条件下无后向波产生。

在用方程(1.5.9)来预测调制不稳定性增益和增益峰值的频率以前，需要知道当功率为 P_{in} 的连续光从 $z=0$ 的光栅的输入端入射时，光栅内的总功率 P_0。对于切趾光纤光栅来说这是

一个复杂的问题,因为在过渡区或缓冲区,κ不是常数。另外应注意,非线性耦合模方程要求$|A_f^2|-|A_b^2|$沿光栅保持恒定不变,可以发现光栅内的总功率P_0以因子$1/v$被增强[124]。只要$\gamma P_0 \ll \kappa$,方程(1.5.9)的预期结果就与基于耦合模方程的调制不稳定性分析一致[117]。NLS方程在其有效范围内提供了一种理解光栅内的时域动力学的捷径。

1.5.3 实验结果

调制不稳定性意味着强连续光通过光纤光栅应转化为一个脉冲序列。实验中观察到该现象是很困难的,因为所需输入连续光的功率太大,难以实现,因此实验常用脉宽比调制周期大得多的短脉冲光。1996年的一个实验使用了100 ps脉冲(由工作在1.053 μm的Q开关锁模Nd:YLF激光器获得),发现每个脉冲在光栅输出端被转化为两个更短的脉冲[116]。本实验中所用光栅仅3.5 cm长,不允许调制不稳定性有较大的增长。

在1998年的一个实验中,使用了一个6 cm长且$\kappa=12\ \text{cm}^{-1}$的光纤光栅[124]。图1.16所示为100 ps脉冲通过该光栅后的透射脉冲形状。输入高斯脉冲的峰值强度为25 GW/cm²,中心频率被调节到靠近阻带但又在阻带外,因而光栅提供反常GVD(色散曲线上分支)。在低功率水平下,由于GVD和SPM的联合作用导致的孤子压缩效应(见第6章),脉冲被压缩;在峰值强度为25 GW/cm²时,透射脉冲呈现多峰结构,这可以解释为通过调制不稳定性产生了脉冲序列。这个解释得到了实验支持,正如调制不稳定性所预期的,实验观察到了重复频率(两相邻脉冲间隔)随激光波长的变化(等效于改变失谐量参量δ)而变化的现象。

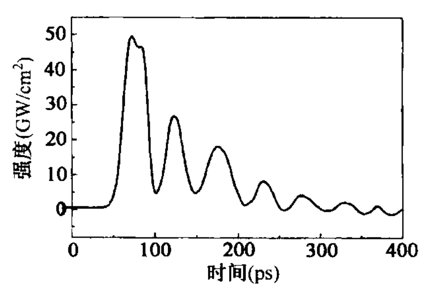


图1.16 脉冲通过光纤光栅的透射脉冲形状[124]

1.6 非线性脉冲传输

正如本书原理篇第5章中讨论过的[2],调制不稳定性经常预示着孤子形成的可能性。对于布拉格光栅,将与一种新型的孤子密切相关,可以称之为布拉格孤子(Bragg soliton)或光栅孤子(grating soliton)。1987年在周期性结构的超晶格中首次发现布拉格孤子[92],因为其仅存在于阻带内,所以称之为带隙孤子(gap soliton)。后来,通过方程(1.4.1)和方程(1.4.2)的解析解确定了更大的一类布拉格孤子[125~127]。

20世纪90年代,光纤光栅的出现为研究光栅中短光脉冲的传输提供了一个诱因[128~142]。因为在石英光纤中写入的布拉格光栅的互作用长度很短(典型值小于10 cm),而且非线性参量n_2的值很小,所以观察到非线性效应需要很高的峰值强度(典型值大于10 GW/cm²)。利用硫化玻璃光纤制成的光栅能使峰值强度减小两个数量级甚至更多,原因是这种玻璃的n_2值很高[143]。

1.6.1 布拉格孤子

1989年,人们意识到,如果将SPM项设为零,则耦合模方程(1.4.1)和方程(1.4.2)将变为著名的massive Thirring模型[144]。量子场论的massive Thirring模型用逆散射法是可积的[145~147]。当包含SPM项时,耦合模方程变得不可积,而且严格数学意义下的孤子也不存在。然而,通过对massive Thirring模型支持的孤子做适当变换,可以获得形状可保持的孤立波。这些孤立波对应着下面的解[126]:

$$A_f(z,t)=a_+\text{sech}(\zeta-i\psi/2)e^{i\theta} \quad (1.6.1)$$

$$A_b(z,t)=a_-\text{sech}(\zeta+i\psi/2)e^{i\theta} \quad (1.6.2)$$

其中，

$$a_\pm=\pm\left(\frac{1\pm v}{1\mp v}\right)^{1/4}\sqrt{\frac{\kappa(1-v^2)}{\gamma(3-v^2)}}\sin\psi \qquad \zeta=\frac{z-V_Gt}{\sqrt{1-v^2}}\kappa\sin\psi \quad (1.6.3)$$

$$\theta=\frac{v(z-V_Gt)}{\sqrt{1-v^2}}\kappa\cos\psi-\frac{4v}{3-v^2}\arctan[|\cot(\psi/2)|\coth(\zeta)] \quad (1.6.4)$$

该解代表二参量族的布拉格孤子。参量 v 的取值范围为 $-1<v<1$，参量Ψ的取值范围为 $0<\Psi<\pi$。$\Psi=\pi/2$ 的特殊情形对应着阻带中心[125]。布拉格孤子在物理意义上代表两反向传输波的特定组合，这一对波的速度相同但运动减慢（$V_G=vv_g$）。因为 v 可为负值，孤子能前向或后向传输。孤子宽度 T_s 与参量 v 和Ψ有关，

$$T_s=\sqrt{1-v^2}/(\kappa V_G\sin\psi) \quad (1.6.5)$$

注意，反向传输的两束波形成以同一速度移动的单一实体，由此就可以理解布拉格孤子的速度减小行为。形成孤子的两束波的相对振幅决定了孤子的速度。如果 A_f 占主导地位，则孤子前向移动但速度减小；当 A_b 较大时，情况相反。对于振幅相等的情况，因为 V_G 为零，所以孤子根本就不移动，这种情况对应超晶格理论中的稳定的带隙孤子[92]。在相反的极限条件下，即 $|v|\to1$，光栅失效，布拉格孤子不再存在。

通过寻找非线性耦合模方程的形状可保持解，于 1993 年获得了另外一族孤立波[127]。在阻带内和阻带外，这样的孤立波都存在。在一些特殊的限制下，它们简化为方程（1.6.2）至方程（1.6.4）描述的布拉格孤子。在 GVD 为正值的色散曲线的下分支，孤立波代表暗孤子，这与本书原理篇 5.3 节中讨论的恒定折射率光纤支持的暗孤子的情形类似[2]。

1.6.2 与 NLS 孤子的关系

正如前面讨论过的，当 $\gamma P_0\ll\kappa$时，非线性耦合模方程简化为 NLS 方程，其中 P_0 是光栅内传输的脉冲的峰值功率。既然 NLS 方程用逆散射法是可积的，所以本书在原理篇 5.2 节中讨论的基阶和高阶孤子在光纤光栅中也应该存在[2]。问题是它们如何与式（1.6.1）和式（1.6.2）描述的布拉格孤子相联系。

为回答这个问题，用孤子单位将 NLS 方程（1.5.9）写成如下标准形式：

$$i\frac{\partial u}{\partial\xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2u}{\partial\tau^2}+|u|^2u=0 \quad (1.6.6)$$

式中，$\xi=z/L_D$，$\tau=T/T_0$，$u=\sqrt{\gamma_gL_D}$，$L_D=T_0^2/|\beta_2^g|$是色散长度。这个方程的基阶孤子的一般形式为（见本书原理篇 5.2 节）[2]

$$u(\xi,\tau)=\eta\,\text{sech}[\eta(\tau-\tau_s+\varepsilon\xi)]\exp[i(\eta^2-\varepsilon^2)\xi/2-i\varepsilon\tau+i\phi_s] \quad (1.6.7)$$

式中，η，ε，τ_s 和ϕ_s 是 4 个任意参量，分别代表孤子的振幅、频率、位置和相位。孤子宽度与振幅成反比，即 $T_s=T_0/\eta$。这种孤子的物理起因与常规孤子的相同，只是 GVD 是由光栅而不是材料色散提供的。

乍看起来，式（1.6.7）与式（1.6.2）至式（1.6.4）描述的布拉格孤子很不相同。但是，应当记住，u 代表 A_f 和 A_b 叠加形成的布洛赫波的振幅。如果考虑总光场且采用低功率限制（$\gamma P_0\ll\kappa$），则



布拉格孤子实际上简化为基阶 NLS 孤子[101]。massive Thirring 模型也考虑到了高阶孤子[148]。在适当的限制条件下,希望它们能与高阶 NLS 孤子相联系。已经证明,NLS 方程(1.5.9)的任意解可以用来构造耦合模方程的一个近似解[123]。

在条件$\kappa L_{NL} \gg 1$ 的限制下(其中 L_{NL}是非线性长度),观察到的布拉格孤子受有效 NLS 方程支配,这样就允许使用本书原理篇第 5 章中的孤子阶数 N 和孤子周期 z_0 的概念[2]。这些参量定义如下:

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} \equiv \frac{\gamma_g P_0 T_0^2}{|\beta_2^g|} \qquad z_0 = \frac{\pi}{2} L_D \equiv \frac{\pi}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2^g|} \tag{1.6.8}$$

需要仔细地解释孤子峰值功率 P_0 的意义,因为 NLS 孤子代表由 A_f 和 A_b 组合构成的布洛赫波的振幅。这方面的内容将在本节的后面讨论。

一个令人感兴趣的问题是关于布拉格孤子的碰撞。方程(1.6.1)和方程(1.6.2)描述的布拉格孤子仅仅是孤立波(因为非线性耦合模方程的不可积性),它们经受不住碰撞。另一方面,NLS 孤子保证在相互碰撞中不受影响。基于方程(1.4.1)和方程(1.4.2)的数值模拟表明,在低功率($\gamma P_0 \ll \kappa$)限制下,布拉格孤子确实表现出 NLS 孤子的特征[136]。更特别的是,两个布拉格孤子相互吸引还是相互排斥,取决于它们的相对相位;一个新特征是相对相位取决于两孤子的初始间距。

1.6.3　布拉格孤子的形成

1996 年,首次在实验中观察到光纤光栅中布拉格孤子的形成[128]。从此以后,人们做了更细致的实验工作,并从中析取出布拉格孤子的许多特征。当实验结果与耦合模理论比较时,需要适当地实现边界条件。例如,当一个脉冲入射时,光栅内形成的布拉格孤子的峰值功率为 P_0,与入射脉冲峰值功率 P_{in}不相等。原因可以这样理解,入射脉冲通过光栅前端($z=0$)时群速度改变,结果光栅外长度为 $v_g T_0$ 的脉冲穿越 $z=0$ 处的界面后其长度变为 $V_G T_0$[80],而且脉冲峰值功率获得 v_g/V_G 的增强因子。从数学意义上讲,应用耦合模方程可得 $P_0 = |A_f^2| + |A_b^2| = P_{in}/v$,其中 $v = V_G/v_g$ 是前面介绍过的速度减小因子。实际应用中经常使用的切趾光栅的情况将变得更为复杂,因为 K 在过渡区不是常量[133]。但是,在过渡区的末端有同样的功率增强。

从实际的角度看,需要知道激发基阶布拉格孤子所需的峰值功率 P_{in}的大小。孤子周期 z_0 是与孤子的形成相关的另一个重要参量,因为它决定了光孤子演化的长度尺度。令 $N=1$,用式(1.6.8)可以估计这两个参量值。利用式(1.5.10)中β_2^g和 γ_g 的表达式,得到输入峰值功率和孤子周期为

$$P_{in} = \frac{2(1-v^2)^{3/2}}{v(3-v^2)v_g^2 T_0^2 \kappa\gamma} \qquad z_0 = \frac{\pi v^3 v_g^2 T_0^2 \kappa}{2(1-v^2)^{3/2}} \tag{1.6.9}$$

式中,T_0 与半极大全宽度(FWHM)有关,$T_{FWHM} \approx 1.76 T_0$。$P_{in}$和 z_0 通过 v 取决于激光波长相对阻带边缘($\delta=\kappa$)的失谐量。由于在边缘附近,$v \to 0$,因此 P_{in}变为无穷大,而 z_0 趋向于零。

在 1999 年的一个实验中,用工作在 1053 nm 的 Q 开关锁模 Nd:YLF 激光器发射的 80 ps 脉冲,在 7.5 cm 长的切趾光纤光栅中形成了布拉格孤子[88]。图 1.17 给出了当入射脉冲的峰值强度为 11 GW/cm^2 时,在光栅输出端观察到的脉冲形状,从左到右对应的失谐量 δ 分别为 3612 m^{-1},1406 m^{-1},1053 m^{-1},935 m^{-1},847 m^{-1}、788 m^{-1}和 729 m^{-1}。该光栅的耦合系数κ约为 7 cm^{-1},而在阻带的蓝端(反常 GVD),失谐参量在 7 ~ 36 cm^{-1}范围内变化。脉冲到达时间取决

于 δ,因为当 δ 调节到靠近阻带边缘时,群速度将减小。在工作条件相同但脉冲峰值强度低得多的条件下,即使非线性效应可以忽略,这个延迟也会发生,如图 1.11 所示。

在图 1.17 所示的高峰值强度条件下,SPM 与光栅感应的反常 GVD 共同作用形成布拉格孤子。然而,由于β_2^g和 γ_g 都通过 v 受失谐量 δ 的影响,所以只有在有限范围内的 δ 才能形成布拉格孤子。考虑到这一点,就能理解图 1.17 中的脉冲形状。最左侧的一条曲线的失谐量很大而β_2^g很小,以至于脉冲通过 SPM 获得一定的啁啾,但其形状保持近似不变。这个特性也能通过式(1.6.9)来理解,当 $v\to1$ 时,孤子周期变得很长,以至于在几厘米的光栅长度上脉冲没有多少改变。当 δ 减小时,脉冲显著变窄。在图 1.17 中,当 $\delta = 1053\ \text{m}^{-1}$时,脉宽减小到三分之一,这种脉冲窄化意味着布拉格孤子开始形成。但是,孤子周期仍旧比光栅长度大得多,换句话说,要观察到布拉格孤子的最终的稳态形状,光栅还不够长。最后,当靠近阻带边缘而且 δ 变得与κ可以相比拟时(最右侧的实线),GVD 变得很大,导致脉冲不能形成孤子,而且比入射脉冲更宽。这种行为也可以由式(1.6.8)推断出来,当β_2^g趋向于无穷大时,N 和 z_0 都趋近于零,而只有 $N>1/2$ 时才能形成布拉格孤子。由于在靠近阻带边缘时,色散长度变得比光栅长度还小,脉冲显著加宽,这恰恰是图 1.17 中观察到的 δ 最小时的曲线(实线)。

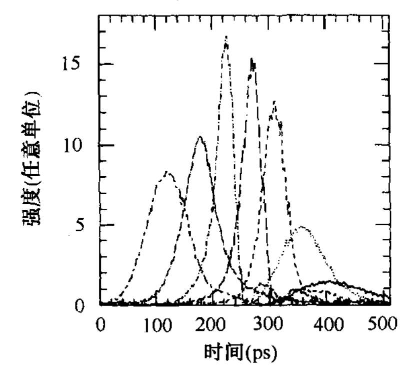
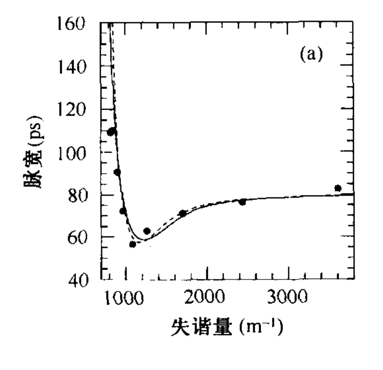


图 1.17　高峰值强度脉冲在光纤光栅中传输时对应的输出脉冲形状[88]

在脉冲能量的较大范围内观察到了类似的行为,当入射脉冲峰值强度超过20 GW/cm^2 时有二阶孤子产生的某些迹象[88]。仔细比较实验数据与基于非线性耦合模方程和有效 NLS 方程的理论表明,NLS 方程在其有效范围内提供了一个精确的描述。对 80 ps 的输入脉冲,图 1.18 比较了峰值强度为(a) 3 GW/cm^2 和(b) 6 GW/cm^2 时脉宽的测量值(圆点)、耦合模理论的预期值(实线)及有效 NLS 方程的预期值(虚线)。只要$\kappa L_{\text{NL}}\gg1$,NLS 方程就是有效的。令$\kappa=7\ \text{cm}^{-1}$,估计峰值强度高达50 GW/cm^2 时NLS 方程仍是有效的,这也能在文献[88]中找到。

迄今还没有观察到在光纤光栅的阻带内形成的带隙孤子,这是因为实际应用中存在困难:布拉格光栅反射波长位于阻带内的光。受激喇曼散射可能为之提供一个解决方案,因为波长远离阻带的泵浦脉冲,可以激发一个被光栅捕获的"喇曼带隙孤子",并且传输速度比泵浦脉冲本身慢得多[138]。这种带隙孤子的能量在光栅两端慢慢泄漏,即使泵浦脉冲持续时间在 100 ps 左右,带隙孤子的生存时间也能超过 10 ns。



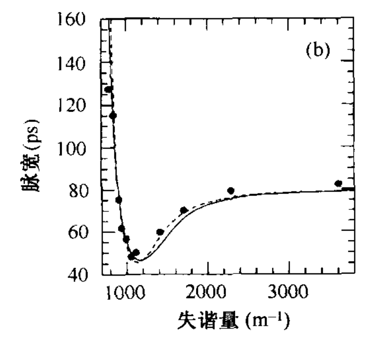


图 1.18　脉宽随失谐量的变化关系[88]

1.6.4 非线性开关

正如在1.4.2节中讨论过的,即使是连续光入射到光纤光栅上,它也能呈现出双稳开关特性。然而,为观察到SPM感应的非线性开关,需要较高的光强,因此在实际应用中应使用光脉冲。即便如此,需要的峰值强度也要超过10 GW/cm^2。基于这个原因,直到20世纪80年代才使用DFB半导体放大器首次观察到双稳开关,因为这种放大器中大量载流子感应的非线性将开关阈值功率减小到1 mW以下[149~151]。在1992年的一个实验中,使用半导体波导光栅观察到了无源光栅中的非线性开关效应[98]。这种光栅的非线性响应不是由式(1.3.1)中的克尔非线性决定的,因为其中出现了自由载流子(电子和空穴),它们有限的寿命限制了非线性响应时间。

1998年,在光纤布拉格光栅中观察到对光纤通信很有用的1.55 μm波长区的非线性开关效应[132]。实验中所用光栅长8 cm,布拉格波长中心在1536 nm附近,峰值反射率为98%,阻带宽度只有4 GHz。3 ns的输入脉冲是通过将一脉冲DFB半导体激光器的输出放大到100 kW获得的,由于在放大器中产生了增益饱和,脉冲形状极其不对称。激光波长位于阻带内的短波长端,但很靠近阻带边缘(偏移7 pm或者0.9 GHz)。

图1.19(a)所示为输入脉冲的峰值功率增加到2 kW以上时,透射率从百分之几陡增到40%。从物理意义上讲,高功率下折射率的非线性增加引起布拉格波长的位移,这足以使脉冲落在阻带外,并切换到图1.13所示双稳态曲线的上分支。根据图1.19(b)所示的脉冲形状可以了解透射脉冲的情况,$t=0$附近的初始尖峰归因于不对称输入脉冲的较陡的前沿,应当忽略。在光栅输出端形成多脉冲,其数目取决于输入功率。当输入峰值功率为3 kW时,可以看到单脉冲输出;但当峰值功率增加到8 kW时,输出脉冲变为5个。脉冲序列的前沿脉冲宽度最窄(约为100 ps),但后沿附近的脉冲脉宽有很大的增加。

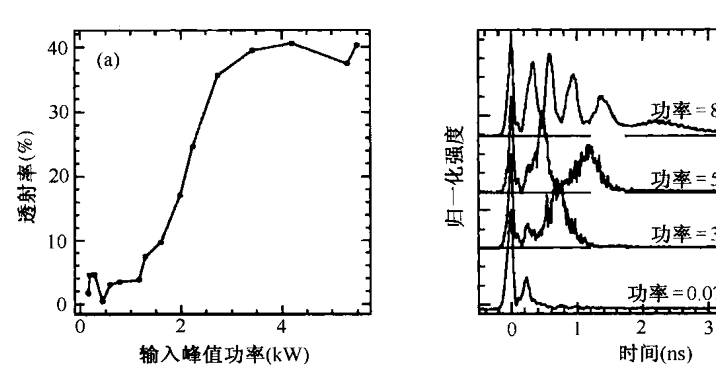


图1.19 (a) 透射率随输入峰值功率的变化体现了非线性开关特性;(b) 几种不同峰值功率条件下的输出脉冲形状[134]

从这些结果中可以得到几个结论。第一,图1.13中的双稳态上分支是不稳定的,并且能将准连续信号转化为脉冲序列[90]。第二,每个脉冲都趋向于一恒定的宽度,在光栅内,前沿附近的脉冲有足够的传输时间来稳定其宽度。这些脉冲可被认为是带隙孤子,因为即使输入信号在光子带隙内也能形成孤子,而且在没有非线性效应的时候被完全反射。第三,后沿附近的脉冲变宽仅仅是因为光栅不够长,使之不能完全演化为带隙孤子。后来进行的实验验证了这个解释[137],该实验将光栅长度增加到20 cm,当峰值功率为1.8 W时,发现形成6个带隙孤子,观察到的数据与基于非线性耦合模方程的理论是一致的。

在 2003 年的一项研究中,用数值模拟方法来表征不同宽度和形状的各种脉冲通过均匀光纤光栅和相移光栅时的非线性开关特性[139]。研究发现,只有在脉宽大于 10 ns 时才表现出双稳行为,这与图 1.13 所示的连续波条件下的双稳行为类似。使用相移光栅可以减小开关阈值,其开关比通常优于均匀光栅。当用短脉冲(脉宽小于 1 ns)入射时,最初它们的频谱的大部分位于光栅的阻带内,一旦峰值功率大到使脉冲切换到"开"状态,几乎全部输入能量就会以压缩光脉冲的形式从光栅透射出去。另外,输出脉冲的形状在很大程度上取决于输入脉冲的上升和下降时间。图 1.20 所示为 50 ps 的(a) 高斯脉冲或(b) 方形脉冲(点线)通过 $\kappa L = 4$ 的光纤光栅时,在"开"(实线)和"关"(虚线)两种状态下透射脉冲的形状。尽管两种情形下都产生了非线性开关效应,但高斯脉冲入射时透射脉冲的质量更好一些。特别是,光栅可以用来压缩短光脉冲。在 2005 年的一个实验中[141],利用 10 cm 长切趾光纤光栅将峰值功率为 1.4 kW 的580 ps 脉冲压缩到 45 ps。

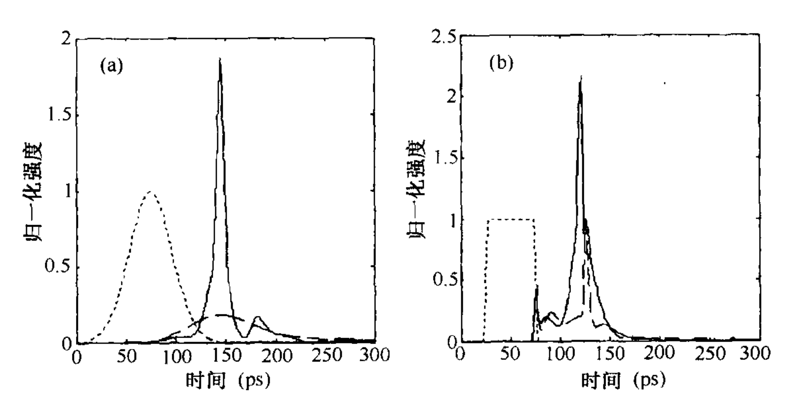


图 1.20　高斯脉冲或方形脉冲通过光纤光栅时的透射脉冲形状[139]

图 1.19 中的非线性开关有时称为 SPM 感应开关(SPM-induced switching)或自感应开关(self-induced switching),因为脉冲通过改变折射率将其自身切换到高透射状态。显然,不同波长的另一个信号也能感应开关作用,即通过 XPM 感应折射率的变化导致 XPM 感应开关。这种现象在 1990 年首次观察到[96],在该实验中,1064 nm 的泵浦光引起了 514 nm 的信号的透射率增加,但增加量不到 10%。

后来提出 XPM 可用来"推扫"信号:一弱连续光束(或者宽脉冲)被一强泵浦脉冲扫过,而且其能量在泵浦脉冲前沿堆积[152]。光"推扫"的基本思想很简单,如果泵浦脉冲的波长远离阻带,而探测光波长靠近阻带但在阻带外(位于色散曲线的下分支),那么泵浦脉冲比探测光传输得快,在泵浦脉冲和探测光交叠的区域,XPM 感应的啁啾改变了探测光的频率,这样探测光就随泵浦脉冲的前沿移动。泵浦脉冲传输得越远,它扫过的探测光的能量就越多,并在其前沿堆积这些能量。实际上,泵浦脉冲的作用就像扫帚。因为 XPM 引起了探测光速度的增大,所以在光栅输出端有很可观的一部分探测光能量与尖峰形式的泵浦脉冲同时出现。在 1997 年的实验中已经观察到了这种"推扫"效应[153]。

在 2000 年的一个实验中[154],利用相移光纤光栅在相对低的功率下实现了 XPM 感应的非线性开关效应。在这个泵浦-探测实验中,1550 nm 波长的连续光被精确调节到 2 cm 长光栅的阻带的中心,这样连续光被图 1.21(a)所示的窄透射峰完全透射,图中实线和虚线分别是测量和计算结果;当 1064 nm 波长的 Nd:YAG 激光器发射的泵浦脉冲(脉宽约为 10 ns)和探测光一同入射时,探测光功率在其整个时间窗口显著下降,如图 1.21(b)所示。这种开关效应归因于 XPM 感

应的探测光频谱的位移。即使很小的位移也会使探测光移到窄透射峰之外,导致其通过光栅的透射率下降。由于使用了相移光栅,在 730 W 的相对低的功率下观察到了 XPM 感应的非线性开关效应。

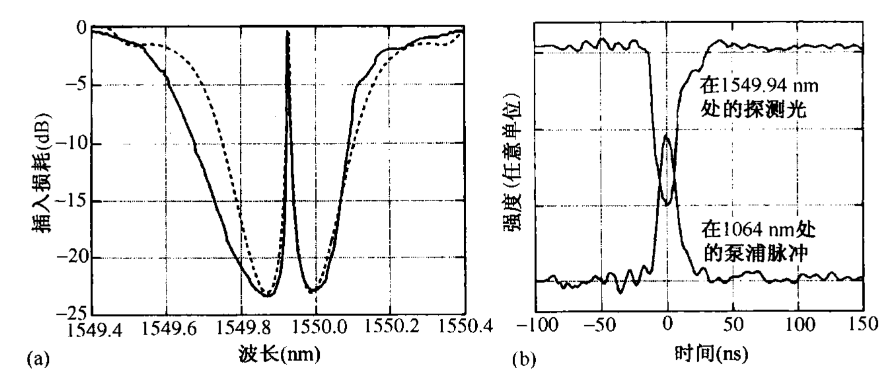


图 1.21 2 cm 长相移光纤光栅的透射谱和表明 XPM 感应的非线性开关效应的泵浦脉冲和探测光强度曲线[154]

1.6.5 双折射效应

正如在本书原理篇第 6 章中讨论过的,光纤双折射起重要作用而且在很大程度上影响着非线性现象[2]。如果布拉格光栅是在保偏光纤的纤芯中制作的,就应当包括双折射的影响。很容易将耦合模理论推广到存在双折射效应的情形[155~158]。然而,由于需要解包含 4 个方程的耦合方程组,问题变得相当复杂,该耦合方程组描述了两个正交偏振分量的演化,每一分量又包含前向和后向传输的两个波。然而,正是这种复杂性产生了一大类具有实际应用的非线性现象,比如光学逻辑门。

从物理学的角度来讲,两正交偏振分量有细微的模折射率差异。因为布拉格波长和模折射率有关,所以两种模式的阻带宽度相同,但彼此间有小量的偏移。结果,即使两偏振分量有相同的波长(或频率),也可能会一个落在阻带内而另一个落在阻带外。此外,因为两个阻带的位移起因于非线性折射率的改变,所以由于 XPM 和双折射效应的共同作用,阻带的位移对于两个正交偏振分量来说也可以是不同的。正是这种特征导致了很多令人感兴趣的非线性效应。

对于连续光的情形,在 1994 年得到了 4 个耦合方程的数值解,而且确定了几个与双折射有关的非线性效应[156],其中的一个效应与本书原理篇 6.3 节讨论过的偏振不稳定性有关[2]。布拉格光栅使发生这种不稳定性的临界功率大大减小[159]。非线性双折射也影响布拉格孤子。在 NLS 限制下($\gamma P_0 \ll \kappa$),这 4 个方程简化为一对耦合 NLS 方程。对于低双折射光纤,两个偏振分量有近乎相同的群速度,所以耦合 NLS 方程有如下形式[155]:

$$\frac{\partial A_x}{\partial z}+\frac{i\beta_2^g}{2}\frac{\partial^2 A_x}{\partial T^2}=i\gamma_g\left(|A_x|^2+\frac{2}{3}|A_y|^2\right)A_x+\frac{i\gamma_g}{3}A_x^*A_y^2\mathrm{e}^{-2i\Delta\beta z} \tag{1.6.10}$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z}+\frac{i\beta_2^g}{2}\frac{\partial^2 A_y}{\partial T^2}=i\gamma_g\left(|A_y|^2+\frac{2}{3}|A_x|^2\right)A_y+\frac{i\gamma_g}{3}A_y^*A_x^2\mathrm{e}^{2i\Delta\beta z} \tag{1.6.11}$$

式中,$\Delta\beta\equiv\beta_{0x}-\beta_{0y}$ 与拍长 L_B 有关,并且 $\Delta\beta=2\pi/L_B$。这两个方程支持等振幅的矢量孤子,这样每个分量所需的峰值功率仅是只有一个分量出现时的 $\sqrt{3/5}$ 倍。这样的矢量孤子称为耦合带隙孤子(coupled-gap soliton)[155]。

耦合带隙孤子可以用来制作全光与门。入射光的 x 和 y 偏振分量代表着逻辑门的二进制位,每一位都根据信号的有无而取值为“1”或“0”。与门需要仅在两个分量同时出现的时候输出一个

脉冲,通过调节两个偏振分量(在阻带内但靠近色散曲线的上分支)就可以实现这一点。两偏振分量的总强度可以将折射率增加到足够大(通过 SPM 和 XPM 的组合),从而使它们被透射。但是,如果在输入中有一个分量不存在("0"比特),那么 XPM 的贡献为零,而且两个分量都被光栅反射。这种情况的发生是因为形成耦合带隙孤子比由单个分量形成布拉格孤子所需的峰值功率低[155]。

1998 年的一个实验实现了全光与门,在峰值功率为 2.5 kW 的条件下获得了 17 dB 的开关比[131]。图 1.22(a)所示为总的透射脉冲能量随输入射峰值功率的变化曲线,图 1.22(b)为峰值功率为 3 kW 时的透射脉冲形状。当仅有一个偏振分量入射时,几乎没有能量从光栅透射(虚线所示);然而,当两个同峰值功率的偏振分量同时入射时,在光栅输出端可以看到一个强脉冲(实线所示),这与耦合 NLS 方程的预测是一致的。

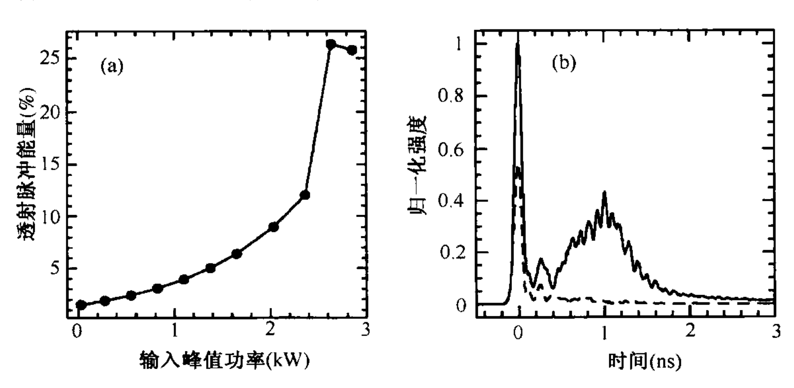


图 1.22　(a) 光栅的透射率随输入峰值功率的变化显示了与门运算关系;(b) 峰值功率为3 kW时输出脉冲的形状[134]

即使两偏振分量的波长不同,XPM 感应的耦合也能产生有益的作用。例如,一个波长远离探测光的阻带且与之正交偏振的短泵浦脉冲,可用于从低透射到高透射切换连续探测光的状态[160]。与前面讨论过的自感应双稳开关相比,连续探测光能量较弱,以至于自感应双稳开关不起作用,此时可以发生 XPM 感应双稳开关。而且,短泵浦脉冲将探测光永久性地切换到高透射状态。

1.7　相关周期结构

本章已集中讨论了均匀布拉格光栅(切趾光栅除外),它能将前向和后向传输的波在一根光纤内耦合。这种简单的结构存在很多种变形,本节探讨其他几种类型的光栅,并讨论强光通过它们传输时的非线性效应。

1.7.1　长周期光栅

长周期光栅用于光纤的基模和与之共同传输的高阶模之间的耦合[161~167]。对于单模光纤,高阶模在包层中传输并称为包层模(cladding mode)。式(1.1.2)可用来计算耦合两个共同传输的模所需的光栅周期,即 $\Lambda=\lambda/\Delta n$,其中 Δn 是光栅耦合的两个模的折射率差。因为 Δn 的典型值约为 0.01,Λ 比光波长大得多,因此这样的光栅称为长周期光栅(long-period grating)。

1.3 节中的耦合模理论能用于长周期光栅。实际上,最后得到的方程类似于方程(1.3.11)和方程(1.3.12),可以写为如下形式:[163]

$$\frac{\partial A_1}{\partial z}+\frac{1}{v_{g1}}\frac{\partial A_1}{\partial t}+\frac{i\beta_{21}}{2}\frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2}=i\delta A_1+i\kappa A_2+i\gamma_1(|A_1|^2+c_1|A_2|^2)A_1 \tag{1.7.1}$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z}+\frac{1}{v_{g2}}\frac{\partial A_2}{\partial t}+\frac{i\beta_{22}}{2}\frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2}=i\delta A_2+i\kappa A_1+i\gamma_2(|A_2|^2+c_2|A_1|^2)A_2 \tag{1.7.2}$$

式中,A_1 和 A_2 代表通过光栅耦合的两个共同传输模的慢变振幅。将这两个方程与方程(1.3.11)和方程(1.3.12)比较,可以发现几点重要的不同。第一,由于长周期光栅中的两个波都是前向传输的,因此两个关于 z 的导数有同样的符号;第二,因为两个波有不同的模折射率,所以群速度和 GVD 参量能取不同值;第三,SPM 参量 γ_j 和 XPM 参量 $c_j(j=1$ 和 $2)$一般也是不同的,原因与两个模不同的空间分布导致不同的交叠因子有关。

对于低功率的连续光,令方程(1.7.1)和方程(1.7.2)中的 $\gamma_j=0$ 和 $\beta_{2j}=0(j=1,2)$,则非线性效应和光纤 GVD 效应都可以忽略。于是这两个方程可以简化为方程(1.3.13)和方程(1.3.14),唯一的不同是两个关于 z 的导数符号相同。方程可以很容易地解出,并且表现出与 1.3.2 节讨论过的类似的特征。在光纤输入端,当用一单光束激发 A_1 模时,它的透射取决于其相对于布拉格波长的失谐量 δ,并且在阻带中心处($\delta=0$)透射变得很小。若注意到光在光栅内传输时,光栅将能量转移到 A_2 模中,这个问题就很容易理解。

通过改变折射率并将布拉格波长位移到更长波长,非线性效应(如 SPM 和 XPM)能够影响功率转移的大小,因此长周期光栅应表现出非线性开关效应。另外,与短周期布拉格光栅相比,开关强度预计减小到百分之一(因子 $\bar{n}/\Delta n$ 约为 100)。图 1.23 所示为当 70 ps 高斯脉冲通过 5 cm 长光栅时透射功率随输入峰值强度的非线性变化[163],同时将耦合模理论的预测值(图中空圆圈)与实验数据(图中实圆圈)做了比较,虚线代表无非线性效应时透射功率的线性增加。对于 $\delta=0$[见图 1.23(a)],输入波长与布拉格波长一致,在线性情况下几乎没有透射发生;然而,在强度超过 5 GW/cm^2 的情况下,非线性效应使布拉格波长位移,足以使相当部分的输入功率通过光栅透射。当输入波长调节到相对布拉格波长失谐 5.2 nm($\delta=-1.5$ cm^{-1})时,在高峰值强度下透射功率减小,如图 1.23(b)所示。

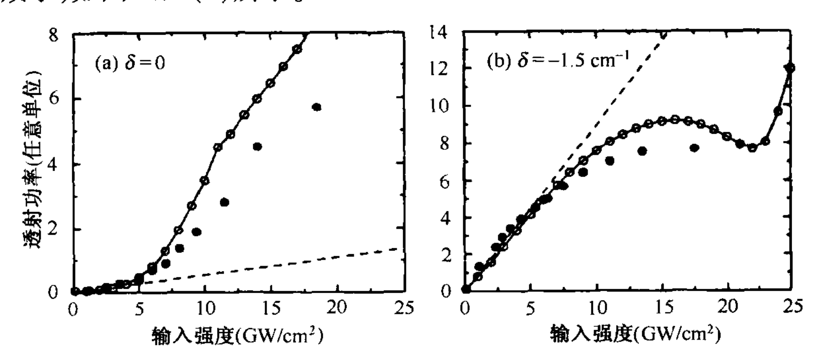


图 1.23 透射功率随输入峰值强度的变化[163]

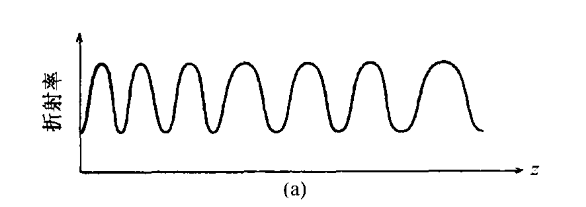
因为使用的是短光脉冲,在前面的实验中已经观察到显著的脉冲整形现象。这个特征可以用于光脉冲的压缩和整形。长周期光纤光栅中的非线性效应的重要性不可忽视,并有可能找到实际的应用。

1.7.2 非均匀布拉格光栅

在光栅的纵向引入非均匀性可使布拉格光栅的线性和非线性特性产生显著的变化[105],这样的光栅包括啁啾光栅、相移光栅和超结构光栅。这类光栅的折射率仍满足式(1.3.1)的通用形式,但其周期部分 $\delta n_g(z)$变为

$$\delta n_g(z) = \delta n_1(z)\cos[2\pi z/\Lambda(z) + \phi(z)] \tag{1.7.3}$$

式中，δn_1，ϕ，Λ 或其组合取决于 z。若 δn_1 随 z 变化，则耦合系数κ变为与 z 有关的(如在切趾光栅中)。在啁啾光栅中，光栅周期 Λ 随光栅长度的变化如图 1.24 所示。对于相移光栅，相位ϕ在光栅中间位置产生 $\pi/2$ 的跳变；在 1.4.2 节中已经介绍过，使用相移光栅能使开关功率减少两个数量级甚至更多。这里集中讨论啁啾光栅和超结构光栅。



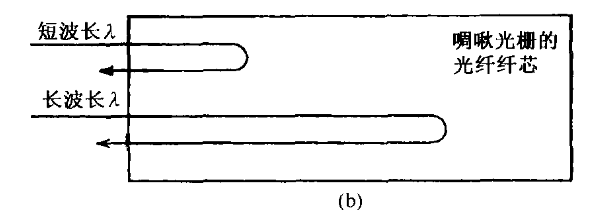


图 1.24 (a) 啁啾光栅内折射率的变化；(b) 由于布拉格波长的变化，一个脉冲的低频和高频分量在光栅内不同位置的反射

在啁啾光栅中，折射率调制周期 $\bar{n}\Lambda$ 沿光纤长度方向变化。因为布拉格波长($\lambda_B = 2\bar{n}\Lambda$)设定了阻带的中心频率，$\bar{n}$ 或 Λ 的轴向变化转化为阻带沿光栅长度上的位移。从数学意义上讲，出现在非线性耦合模方程中的参量 δ 变为与 z 有关的。典型地，Λ 设计为沿光栅线性变化，即 $\delta(z) = \delta_0 + \delta_c z$，其中 δ_c 为啁啾参量。这样的光栅称为线性啁啾光栅。

已经用几种不同的方法制作出了啁啾光纤光栅[48]。注意，需要沿光栅长度方向(z 轴)改变的是光学周期 $\bar{n}\Lambda$，因而通过沿 z 轴改变光栅的物理周期 Λ 或改变有效模折射率 $\bar{n}$，都能引入啁啾。在常用的双光束全息相干法中，用不同曲率的干涉波前来造成干涉图样的条纹间隔不均匀，从而产生变化的 Λ。在实际应用中，常通过在干涉仪的其中一臂或两臂使用柱透镜来实现这一目的。啁啾光栅也可以通过倾斜或拉伸光纤，通过使用应力或温度梯度，或者通过组合多个均匀光纤光栅来实现。

啁啾布拉格光栅有几个重要的实际应用。如图 1.24 所示，由于布拉格波长的变化，当一个脉冲(其频谱位于阻带内)入射到啁啾光栅上时，脉冲的不同频谱分量被光栅的不同部分反射。结果，即使整个脉冲被完全反射，也经历了较大的 GVD，而且 GVD 的特性(正常或反常)和大小能被啁啾光栅控制。因为这个原因，啁啾光栅通常用于色散补偿[87]和脉冲压缩[168~170]。有关啁啾光栅用于脉冲压缩的内容将在第 6 章中介绍。当入射脉冲的强度足够大时，啁啾光栅也能呈现出有趣的非线性效应。在一个实验中，80 ps 脉冲通过 6 cm 长的光栅传输，通过沿该光栅纵向建立温度梯度，实现了线性啁啾在大范围内的变化[171]。当峰值强度接近 10 GW/cm^2 时，通过 SPM 和 XPM 的联合作用，反射脉冲被分裂为一对脉冲。

当式(1.7.3)中的参量 δn_1 随 z 变化时，可使光栅耦合系数κ沿光栅长度方向变得不均匀。实际上，制造光栅时紫外光强度的变化通常转化为κ的轴向变化。从物理学的角度讲，因为光子带隙的宽度约为 2κ，所以κ的变化转化为沿光栅长度的阻带宽度的变化。对于固定波长的入射光，κ的局部变化导致群速度 V_G 和 GVD 参量β_2^g的轴向变化，由式(1.3.25)和式(1.3.26)可以看出这一点。实际上，光栅提供的色散变得不均匀而且沿其长度方向变化。这样的光栅有多种应用，例如，通过入射波长间隔很近的两束连续激光，可用来产生高重复频率的脉冲序列。

图 1.25 所示为通过解方程(1.4.1)和方程(1.4.2)所得的数值结果[172]，其中$\kappa(z) = \kappa_0(1-\kappa_1 z)$，激光频率间隔为 40 GHz。假定光栅长 70 cm，参量κ_0 = 70 cm^{-1}，δ = 160 cm^{-1}，选择参量κ_1 使光栅输出端的折射率减小到输入端的五分之一。注意到，非线性效应(SPM 和 XPM)使脉冲产生啁

啾并展宽其光谱,GVD 压缩了啁啾脉冲,通过这些可以理解脉冲压缩的物理机制。这也可以被认为是一个四波混频过程,通过非线性满足相位匹配,在光栅的输出端产生多条边带,这在图 1.25 中可以看到。

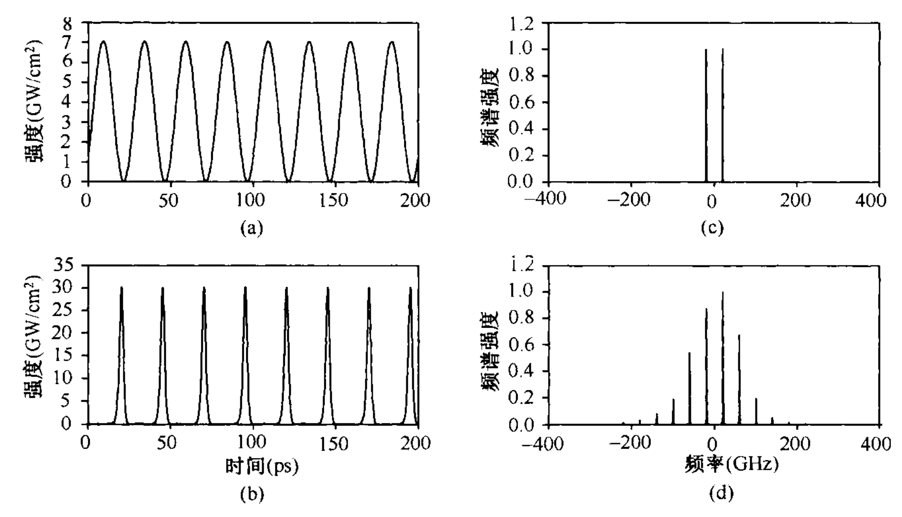


图 1.25 κ值线性减少的光纤光栅的输出特性[172]

1995 年,首次用传输矩阵方法研究了非均匀光栅的非线性开关特性[105]。在 2004 年的一项研究中,采用不同方法也得到同样的结果[173]。作为一个例子,图 1.26 给出了当κL 沿光栅长度线性变化时,对于 $\delta L=0$ 或 2.5,连续信号的透射率随输入功率(对 $P_c=(\gamma L)^{-1}$ 做了归一化)的变化关系,光栅的耦合系数以$\kappa(z)=\kappa\left[1+\Delta\kappa\left(z/L-\frac{1}{2}\right)\right]$线性渐减变化。总之,κ的渐减行为改变了光栅的双稳特性,并影响连续光在"开"、"关"两种状态之间来回切换所需的功率。

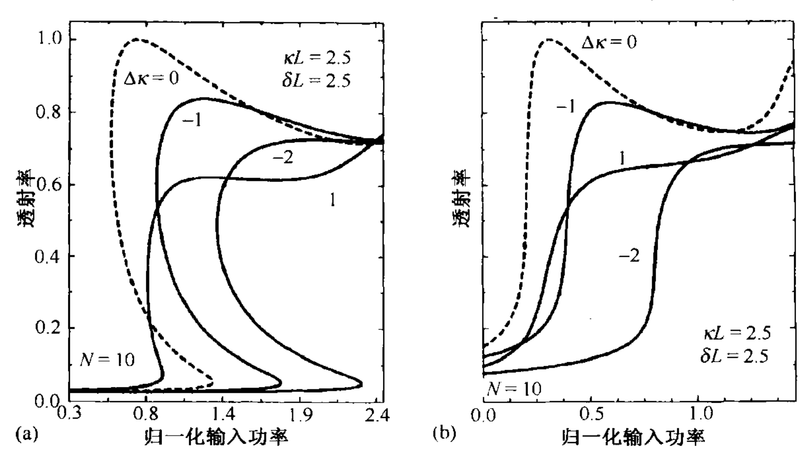


图 1.26 连续信号的透射率随归一化输入功率的变化关系[105]

在另一类光栅中,光栅参量κ和 δ 设计成沿光栅长度方向周期性变化,这样的光栅具有倍周期性,称为取样光栅(sampled grating)或超结构光栅(superstructure grating),最早用在 DFB 半导体激光器中[174]。1994 年,制作出光纤基的取样光栅[175],从此以后,取样光栅的特性吸引了更多关注[176~184]。一个长光栅,若其周期性间隔内有固定的相移区,则它就是一个简单的超结构光栅。实际中,可以通过将多个光栅彼此相邻,并在其间保持一个较小的固定间距来实现这样的结构;或者在制作光栅时中断较小的区域,使在中断区$\kappa=0$。在相位取样光栅中[182~184],κ的大

小保持不变但其相位沿光栅周期变化。在所有的情形中，$\kappa(z)$是 z 的周期函数，正是这种周期性改变了均匀光栅的阻带，$\kappa(z)$的周期 d 的典型值约为 1 mm。如果平均折射率 $\bar{n}$ 也以同样的周期 d 改变，则在非线性耦合模方程中，δ 和κ就变成周期性的。

超结构光栅最引人注意的特征是，图 1.6 所示均匀光栅的色散曲线的两分支出现了另外的光子带隙，这些带隙称为罗兰鬼线带隙(Rowland ghost gap)[185]。图 1.27 为 2.5 mm 长超结构光栅(d = 1 mm)的能带结构及测量的反射谱。标记为 I 和 III 的罗兰鬼线带隙出现在阻带的对边，并且产生了另外两个反射峰。这些带隙附近的色散特性与阻带 II 的边缘附近预期的特性类似，结果非线性效应也很类似。特别地，在 GVD 为负的一分支上能形成布拉格孤子[176]。在一个实验中得到了这种孤子的间接证据[178]：在 2.5 mm 长的超结构光栅中，当 100 ps 脉冲的波长调节到罗兰鬼线带隙 I 的高频端时，该脉冲被压缩到 38 ps。脉冲有向布拉格孤子演化的趋势，如果光栅足够长，则能形成布拉格孤子。其他非线性效应，如光学双稳态、调制不稳定性和光开关，在超结构光栅的罗兰鬼线带隙附近也会出现。在一个有趣的应用中，用超结构光栅将 3.4 ps 脉冲序列的重复频率从 10 GHz 增加到 40 GHz[181]。光栅设计为带状结构，能反射输入频谱的 4 个频谱峰。

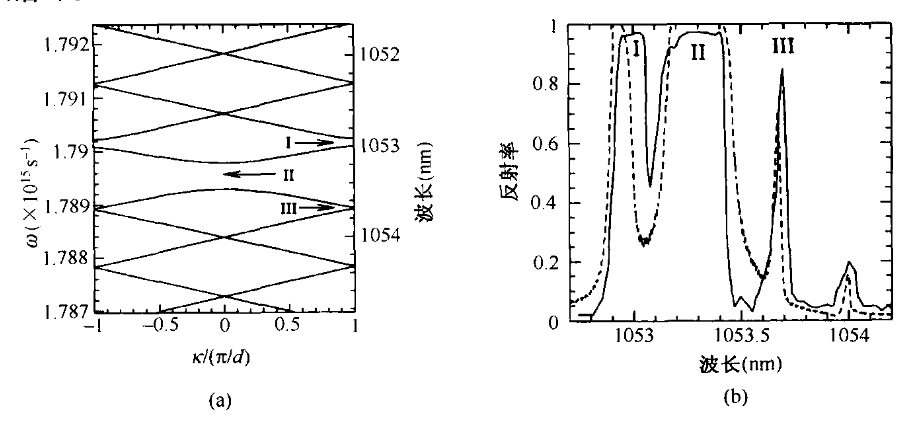


图 1.27 超结构光栅的(a) 色散曲线和(b) 反射谱[178]

1.7.3 瞬态和动态光纤光栅

到目前为止所讨论的各种光纤光栅的特性都是永久性的，因为在制造过程中形成的折射率的周期性变化在正常工作条件下能保持不变。相反，当通过光泵浦光纤而引入折射率变化时，形成的就是动态光栅或瞬态光栅，因为只有在泵浦光持续照射光纤时才能保持其特性。这种光纤光栅最早是在 1992 年研究的，从此一直是一个活跃的研究课题[186~192]。

通过以下描述可以很容易地看到通过光泵浦是如何形成动态光栅的。若载频为 ω_p 的连续泵浦光入射进光纤后在前向和后向两个方向传输，就会形成峰值强度沿光纤长度方向周期变化的驻波。这样的"条纹图样"的周期等于 $\Lambda_p=\pi/\beta_p=\lambda_p/(2\bar{n})$，其中 $\beta_p=\bar{n}(\omega_p)\omega_p/c$ 是传输常数，$\bar{n}(\omega_p)$是有效模折射率，λ_p 是泵浦波长。若泵浦强度的这种变化改变了材料的折射率，就会形成布拉格光栅。确实，1.2.1 节讨论的光栅制作技术可采用此方法产生永久性折射率改变。

若光纤掺有稀土元素，如铒，而且两反向传输的泵浦光的强度足够大，超过了原子跃迁的饱和强度，则可使掺杂元素的吸收或增益出现饱和。通过克拉默斯-克勒尼希关系，这种饱和有助于将周期性的泵浦强度变化转化为沿光纤长度的周期性折射率变化，于是产生了瞬态光栅。在 1992 年的一个实验中，作为放大器的 12 m 长掺铒光纤被用于此目的[186]。其通过入射不到

1 mW 的泵浦功率形成了瞬态光栅,反射率为 75%。这种光栅一旦形成,就会通过二波混频(two-wave mixing)这种非线性过程影响泵浦光[187]。瞬态光栅还可以用于四波混频过程,方法是入射波长很接近泵浦波长且位于光栅带宽内的第三束光。

对于未掺杂石英光纤,式(1.3.1)中的强度相关项的大小由非线性参量 n_2 决定,它能够将周期性的泵浦强度变化转化为沿光纤长度的折射率变化。即使对折射率调制约为 10^{-5} 的弱光栅,需要的泵浦强度也会超过 10 GW/cm^2,即便如此,利用此方法还是在 2002 年实现了调制不稳定性,并在动态光纤光栅内形成带隙孤子[190]。

该方案的基本思想是,将频率为 $\omega_0-\Omega$, ω_0 和 $\omega_0+\Omega$ 的三束光同时入射进双折射光纤中,与四波混频类似。其中沿光纤某个主轴同偏振的频率为 $\omega_0\pm\Omega$ 的两个光场等振幅入射,同向传输,因此它们的复合强度以频率 $2\,\Omega$ 在时域振荡。通过与这两个光场正交偏振的第三个光场可以看到这些周期性变化,因为 XPM 引起三波之间的非线性耦合。结果,第三个光场沿光纤的传输可以用以下方程描述[190]:

$$\frac{\partial A}{\partial z}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2}=i\gamma|A|^2A+2i\kappa\cos(2\Omega t)A \tag{1.7.4}$$

式中,$\kappa=(4/3)\gamma P_g$,P_g 是制造光栅时每束光的入射功率。由于周期性折射率变化是即时发生的,这样的光栅称为动态光栅(dynamic grating)。

方程(1.7.4)的解可以写成下面的形式:

$$A(z,t)=A_0(z,t)+A_1(z,t)\mathrm{e}^{i(Kz-\Omega t)}+A_2(z,t)\mathrm{e}^{i(Kz+\Omega t)} \tag{1.7.5}$$

若假设振幅 A_0 很小,可以忽略不计,则 A_1 和 A_2 满足以下耦合模方程[190]:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z}+\Omega\beta_2\frac{\partial A_1}{\partial t}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2}=i\kappa A_2+i\gamma(|A_1|^2+2|A_2|^2)A_1 \tag{1.7.6}$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z}-\Omega\beta_2\frac{\partial A_2}{\partial t}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2}=i\kappa A_1+i\gamma(|A_2|^2+2|A_1|^2)A_2 \tag{1.7.7}$$

这两个方程在形式上与方程(1.3.11)和方程(1.3.12)类似,主要区别是此处的 A_1 和 A_2 都沿前向传输。从这个意义上讲,这两个方程更接近前面的适用于长周期光栅的方程(1.7.1)和方程(1.7.2)。

方程(1.7.6)和方程(1.7.7)表现出传统布拉格孤子的所有特征[190],特别是,这样的动态光栅即使在光纤的正常 GVD 区也表现出调制不稳定性,而且支持布拉格孤子。若忽略掉二阶色散项,则方程(1.7.6)和方程(1.7.7)有下面的孤立波解:

$$A_1(z,t)=\sqrt{\frac{\kappa}{3\gamma}}\sin\psi\,\mathrm{sech}\left(\frac{\kappa\sin\psi}{\Omega\beta_2}t-\frac{i\psi}{2}\right)\exp(-i\kappa z\cos\psi) \tag{1.7.8}$$

$$A_2(z,t)=-\sqrt{\frac{\kappa}{3\gamma}}\sin\psi\,\mathrm{sech}\left(\frac{\kappa\sin\psi}{\Omega\beta_2}t+\frac{i\psi}{2}\right)\exp(-i\kappa z\cos\psi) \tag{1.7.9}$$

式中,ψ 可取 $[0,\pi]$ 区间内的任意值,这个自由参量决定了式(1.7.8)和式(1.7.9)给出的一族布拉格孤子的振幅和宽度。实际上,这些孤子对应前面 1.6 节中讨论的带隙孤子,因为它们在移动的动态光栅这个局部参考系中是稳定的。

从物理意义上讲,每个这样的带隙孤子代表频率不同的($\omega_0\pm\Omega$)两个脉冲的一种叠加,没有光栅时这两个脉冲以不同的速度传输。确实,$\kappa=0$ 时的方程(1.7.6)和方程(1.7.7)的数值解表明,这两个脉冲迅速分离[190]。图 1.28(a)给出了当 $\Omega/2\pi=0.5$ THz 和 $\psi=\pi/2$ 时波长不同的两个脉冲在400 m 长的光纤中的演化过程。当存在动态光栅时,两脉冲形成被光栅捕获的带隙孤子,而且该孤子在输入脉冲这个参考系中保持稳定。图 1.28(b)给出了当 κ 从 0 变到 0.018 m^{-1}

而所有其他参量保持不变时，带隙孤子被捕获的情形。类似的效应早在 1989 年就被预测到，所得到的孤立波称为共振孤子(resonance soliton)[193]。带隙孤子的捕获机制与本书原理篇 6.5 节讨论的双折射光纤中矢量孤子的形成机制类似[2]。

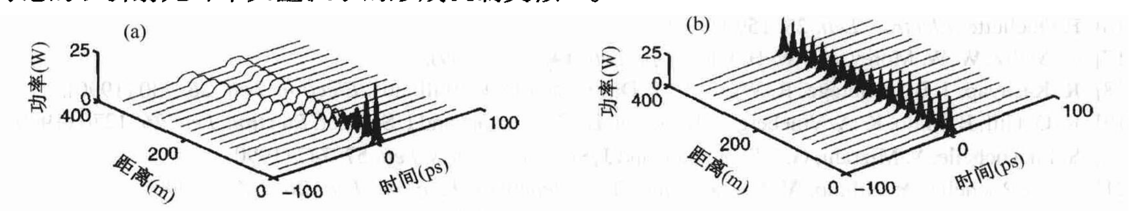


图 1.28　波长不同的两个光脉冲在光纤中的演化过程。(a) 没有光栅($\kappa=0$)，(b) 有动态光栅($\kappa=0.018\ \mathrm{m}^{-1}$)。两个光脉冲被光栅捕获，形成带隙孤子

习题

1.1　由式(1.1.2)中的相位匹配条件推导式(1.1.1)。

1.2　用式(1.1.1)求一反射波长在 1.55 μm 附近的光纤布拉格光栅的周期 Λ。设 $m=1$，$\bar{n}=1.45$。

1.3　描述通过吸收紫外光改变石英光纤的折射率的机制。

1.4　讨论用来制作光纤光栅的全息法和相位掩模法。画出两种方法的实验简图。

1.5　从亥姆霍兹方程(1.3.2)出发，推导光纤光栅的非线性耦合模方程(1.3.11)和方程(1.3.12)。

1.6　光栅阻带的意义是什么？从线性耦合模方程(1.3.13)和方程(1.3.14)出发，求色散关系和阻带宽度。

1.7　一个光脉冲通过光纤光栅传输，其频谱靠近阻带但在阻带之外，它的能量很小以至于非线性效应可以忽略。推导该脉冲群速度的表达式。

1.8　推导上题中光栅感应的二阶色散和三阶色散的表达式。石英光纤的材料色散和波导色散可以忽略。

1.9　通过解耦合模方程(1.3.13)和方程(1.3.14)，推导光纤光栅的反射率的表达式。取 $\kappa L=3$，绘出反射率随 δ/κ 变化的曲线。

1.10　长为 L 的切趾光栅的耦合系数为 $\kappa(z)=\kappa_0\exp[-(4-8z/L)^{2m}]$。数值解线性耦合模方程(1.3.13)和方程(1.3.14)，并绘出 m 分别为 1,2,3 时反射谱随 δ/κ 的变化曲线，取 $\kappa L=3$。

1.11　假设前向和后向波的功率沿光栅长度方向和随时间都无变化，解非线性耦合模方程(1.4.1)和方程(1.4.2)。求 $\delta/\kappa=1.05$，$\gamma P_0/\kappa=2$ 时的相对功率，其中 P_0 是总功率。

1.12　利用上题得到的连续波解，讨论在高功率下非线性效应是如何影响光纤光栅的阻带的。

1.13　在方程(1.4.1)和方程(1.4.2)的连续波解中加入微扰，讨论其变得不稳定的条件。

1.14　开发计算机程序，数值求解方程(1.4.1)和方程(1.4.2)，并用它再现图 1.18 所示的结果。

参考文献

[1] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 7th ed. (Cambridge University Press, New York, 1999), Section 8.6.
[2] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. (Academic Press, Boston, 2007).
[3] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, *Appl. Phys. Lett.* **32**, 647 (1978).
[4] B. S. Kawasaki, K. O. Hill, D. C. Johnson, and Y. Fujii, *Opt. Lett.* **3**, 66 (1978).
[5] J. Bures, J. Lapierre, and D. Pascale, *Appl. Phys. Lett.* **37**, 860 (1980).
[6] J. Lapierre, J. Bures, and D. Pascale, *Opt. Commun.* **40**, 95 (1981).
[7] D. K. W. Lam and B. K. Garside, *Appl. Opt.* **20**, 440 (1982).
[8] J. Lapierre, J. Bures, and G. Chevalier, *Opt. Lett.* **7**, 37 (1982).
[9] J. Bures, S. Lacroix, and J. Lapierre, *Appl. Opt.* **21**, 3502 (1982).
[10] D. K. W. Lam, B. K. Garside, and K. O. Hill, *Opt. Lett.* **7**, 291 (1982).
[11] M. Parent, J. Bures, S. Lacroix, and J. Lapierre, *Appl. Opt.* **24**, 354 (1985).

[12] J. Stone, *J. Appl. Phys.* **62**, 4371 (1987).
[13] C. P. Kuo, U. Österberg, C. T. Seaton, G. I. Stegeman, and K. O. Hill, *Opt. Lett.* **13**, 1032 (1988).
[14] F. P. Payne, *Electron. Lett.* **25**, 498 (1989).
[15] H. G. Park and B. Y. Park, *Electron. Lett.* **25**, 737 (1989).
[16] F. Ouellette, *Electron. Lett.* **25**, 1590 (1989).
[17] G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glen, *Opt. Lett.* **14**, 823 (1989).
[18] R. Kashyap, J. R. Armitage, R. Wyatt, S. T. Davey, and D. L. Williams, *Electron. Lett.* **26**, 730 (1990).
[19] K. O. Hill, B. Malo, K. A. Vineberg, F. Bilodeau, D. C. Johnson, and I. Skinner, *Electron. Lett.* **26**, 1270 (1990).
[20] S. La Rochelle, V. Mizrahi, G. I. Stegeman, and J. Sipe, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 747 (1990).
[21] S. La Rochelle, Y. Hibino, V. Mizrahi, and G. I. Stegeman, *Electron. Lett.* **26**, 1459 (1990).
[22] J. P. Bernardin and N. M. Lawandy, *Opt. Commun.* **79**, 194 (1990).
[23] D. P. Hand and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **15**, 104 (1990).
[24] B. Malo, K. A. Vineberg, F. Bilodeau, J. Albert, D. C. Johnson, and K. O. Hill, *Opt. Lett.* **15**, 953 (1990).
[25] G. A. Ball, W. W. Morey, and J. P. Waters, *Electron. Lett.* **26**, 1829 (1990).
[26] V. Mizrahi, S. La Rochelle, and G. I. Stegeman, *Phys. Rev. A* **43**, 433 (1991).
[27] S. E. Kanellopoulos, V. A. Handerek, H. Jamshidi, and A. J. Rogers, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **3**, 244 (1991).
[28] S. Legoubin, E. Fertein, M. Douay, P. Bernage, P. Nidy, F. Bayon, and T. Georges, *Electron. Lett.* **27**, 1945 (1991).
[29] P. St. J. Russell, L. J. Poyntz-Wright, and D. P. Hand, *Proc. SPIE* **1373**, 126 (1991).
[30] G. Meltz and W. W. Morey, *Proc. SPIE* **1516**, 185 (1991).
[31] T. E. Tsai, C. G. Askins, and E. J. Friebele, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 390 (1992).
[32] C. G. Askins, T. E. Tsai, G. M. Williams, M. A. Puttnam, M. Bashkansky, and E. J. Friebele, *Opt. Lett.* **17**, 833 (1992).
[33] H. G. Limberger, P. Y. Fonjallaz, and R. P. Salathé, *Electron. Lett.* **29**, 47 (1993).
[34] J. L. Archambault, L. Reekie, and P. St. J. Russell, *Electron. Lett.* **29**, 28 (1993); *Electron. Lett.* **29**, 453 (1993).
[35] L. Long, J. L. Archambault, L. Reekie, P. St. J. Russell, and D. N. Payne, *Opt. Lett* **18**, 861 (1993).
[36] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson, and J. Albert, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 1035 (1993).
[37] D. Z. Anderson, V. Mizrahi, T. Erdogan, and A. E. White, *Electron. Lett.* **29**, 566 (1993).
[38] B. Malo, D. C. Johnson, F. Bilodeau, J. Albert, and K. O. Hill, *Opt. Lett.* **18**, 1277 (1993).
[39] P. J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi, and W. A. Reed, *Electron. Lett.* **29**, 1191 (1993).
[40] L. Long, J. L. Archambault, L. Reekie, P. St. J. Russell, and D. N. Payne, *Electron. Lett.* **29**, 1577 (1993).
[41] J. D. Prohaska, E. Snitzer, S. Rishton, and V. Boegli, *Electron. Lett.* **29**, 1614 (1993).
[42] K. C. Byron, K. Sugden, T. Bricheno, and I. Bennion, *Electron. Lett.* **29**, 1659 (1993).
[43] B. Malo, K. O. Hill, F. Bilodeau, D. C. Johnson, and J. Albert, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 1668 (1993).
[44] H. Patrick and S. L. Gilbert, *Opt. Lett.* **18**, 1484 (1993).
[45] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, and D. C. Johnson, *Annu. Rev. Mater. Sci.* **23**, 125(1993).
[46] S. J. Mihailor and M. C. Gower, *Electron. Lett.* **30**, 707 (1994).
[47] M. C. Farries, K. Sugden, D. C. J. Reid, I. Bennion, A. Molony, and M. J. Goodwin, *Electron. Lett.* **30**, 891 (1994).
[48] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings* (Academic Press, Boston, 1999).
[49] A. Othonos and K. Kalli, *Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing* (Artech House, Boston, 1999).
[50] M. N. Zervas, *Fiber Bragg Gratings for Optical Fiber Communications* (Wiley, Hoboken, NJ, 2001).
[51] P. N. Butcher and D. Cotter, *Elements of Nonlinear Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1990), p. 315.
[52] T. Erdogan, V. Mizrahi, P. J. Lemaire, and D. Monroe, *J. Appl. Phys.* **76**, 73 (1994).
[53] H. Patrick, S. L. Gilbert, A. Lidgard, and M. D. Gallagher, *J. Appl. Phys.* **78**, 2940 (1995).
[54] S. R. Baker, H. N. Rourke, V. Baker, and D. Goodchild, *J. Lightwave Technol.* **15**, 1470 (1997).
[55] S. Kannan, J. Z. Y. Gus, and P. J. Lemaire, *J. Lightwave Technol.* **15**, 1478 (1997).
[56] N. K. Viswanathan and D. L. LaBrake, *J. Lightwave Technol.* **22**, 1990 (2004).
[57] J. Canning, *Opt. Fiber Technol.* **6**, 275 (2000).
[58] A. Canagasabey, J. Canning, and N. Groothoff, *Opt. Lett.* **28**, 1108 (2003).
[59] K. P. Chen, P. R. Herman, and R. Tam, *J. Lightwave Technol.* **21**, 1958 (2003).

[60] M. Fokine and W. Margulis, *Opt. Lett.* **25**, 30 (2000).
[61] M. Lancry, P. Niay, M. Douay, C. Depecker, P. Cordier, and B. Poumellec, *J. Lightwave Technol.* **24**, 1376 (2006).
[62] R. Kashyap, H.-G. Froehlich, A. Swanton, and D. J. Armes, *Electron. Lett.* **32**, 1807 (1996).
[63] J. Albert, S. Theriault, F. Bilodeau, D. C. Johnson, K. O. Hill, P. Sixt, and M. J. Rooks, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 1334 (1996).
[64] P. St. J. Russell and D. P. Hand, *Electron. Lett.* **26**, 1840 (1990).
[65] D. C. Johnson, F. Bilodeau, B. Malo, K. O. Hill, P. G. J. Wigley, and G. I. Stegeman, *Opt. Lett.* **17**, 1635 (1992).
[66] A. M. Vangsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, and J. Sipe, *J. Lightwave Technol.* **14**, 58 (1996).
[67] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, and K. Hirao, *Opt. Lett.* **21**, 1729 (1996).
[68] C. B. Schaffer, A. Brodeur, J. F. Garca, and E. Mazur, *Opt. Lett.* **26**, 93 (2001).
[69] M. Will, S. Nolte, B. N. Chichkov, and A. Tünnermann, *Appl. Opt.* **41**, 4360 (2002).
[70] A. M. Streltsov and N. F. Borrelli, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2496 (2002).
[71] A. Saliminia, N. T. Nguyen, M. C. Nadeau, S. Petit, S. L. Chin, and R. Vallée, *J. Appl. Phys.* **93**, 3724 (2003).
[72] H. Zhang, S. M. Eaton, and P. R. Herman, *Opt. Express* **14**, 4826 (2006).
[73] Y. Kondo, K. Nouchi, T. Mitsuyy, M. Watanabe, P. G. Kanansky, and K. Hirao, *Opt. Lett.* **24**, 646 (1999).
[74] S. J. Mihailov, C. W. Smelser, D. Grobnic, R. B. Walker, P. Lu, H. Ding, and J. Unruh, *J. Lightwave Technol.* **22**, 94-100 (2004).
[75] C. W. Smelser, S. J. Mihailov, and D. Grobnic, *Opt. Express* **13**, 5377 (2005).
[76] L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, *Opt. Commun.* **191**, 333 (2001).
[77] A. Dragomir, D. N. Nikogosyan, K. A. Zagorulko, P. G. Kryukov, and E. M. Dianov, *Opt. Lett.* **28**, 2171 (2003).
[78] K. A. Zagorulko, P. G. Kryukov, Yu. V. Larionov, A. A. Rybaltovsky, E. M. Dianov, S. V. Chekalin, Yu. A. Matveets, and V. O. Kompanets, *Opt. Express* **12**, 5996 (2004).
[79] S. A. Slattery, D. N. Nikogosyan, and G. Brambilla, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 354 (2005).
[80] P. St. J. Russell, *J. Mod. Opt.* **38**, 1599 (1991).
[81] H. A. Haus, *Waves and Fields in Optoelectronics* (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1984).
[82] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides* (Academic Press, San Diego, CA, 1991).
[83] A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*, 5th ed. (Oxford University Press, New York,1997).
[84] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, 2nd ed. (Van Nostrand Reinhold, New York, 1993).
[85] B. Crosignani, A. Cutolo, and P. Di Porto, *J. Opt. Soc. Am. B* **72**, 515 (1982).
[86] N. M. Litchinitser, B. J. Eggleton, and D. B. Patterson, *J. Lightwave Technol.* **15**, 1303 (1997).
[87] G. P. Agrawal, *Lightwave Technology: Teleommunication Systems* (Wiley, Hoboken, NJ, 2005).
[88] B. J. Eggleton, C. M. de Sterke, and R. E. Slusher, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 587 (1999).
[89] H. G. Winful, J. H. Marburger, and E. Garmire, *Appl. Phys. Lett.* **35**, 379 (1979).
[90] H. G. Winful and G. D. Cooperman, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 298 (1982).
[91] H. G. Winful, *Appl. Phys. Lett.* **46**, 527 (1985).
[92] W. Chen and D. L. Mills, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 160 (1987); *Phys. Rev. B* **36**, 6269 (1987).
[93] D. L. Mills and S. E. Trullinger, *Phys. Rev. B* **36**, 947 (1987).
[94] C. M. de Sterke and J. E. Sipe, *Phys. Rev. A* **38**, 5149 (1988); *Phys. Rev. A* **39**, 5163 (1989).
[95] C. M. de Sterke and J. E. Sipe, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1722 (1989).
[96] S. Larochelle, V. Mizrahi, and G. Stegeman, *Electron. Lett.* **26**, 1459 (1990).
[97] C. M. de Sterke and J. E. Sipe, *Phys. Rev. A* **43**, 2467 (1991).
[98] N. D. Sankey, D. F. Prelewitz, and T. G. Brown, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1427 (1992); *J. Appl. Phys.* **73**, 1 (1993).
[99] J. Feng, *Opt. Lett.* **18**, 1302 (1993).
[100] Y. S. Kivshar, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3055 (1993).
[101] C. M. de Sterke and J. E. Sipe, in *Progress in Optics*, Vol. 33, E. Wolf, Ed. (Elsevier, Amsterdam, 1994), Chap. 3.
[102] P. St. J. Russell and J. L. Archambault, *J. Phys. III France* **4**, 2471 (1994).

[103] M. Scalora, J. P. Dowling, C. M. Bowden, and M. J. Bloemer, *Opt. Lett.* **19**, 1789 (1994).
[104] S. Radic, N. George, and G. P. Agrawal, *Opt. Lett.* **19**, 1789 (1994); *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 671 (1995).
[105] S. Radic, N. George, and G. P. Agrawal, *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 1326 (1995).
[106] A. R. Champneys, B. A. Malomed, and M. J. Friedman, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4169 (1998).
[107] A. E. Kozhekin, G. Kurizki, and B. Malomed, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3647 (1998).
[108] C. Conti, G. Asanto, and S. Trillo, *Opt. Express* **3**, 389 (1998).
[109] Y. A. Logvin and V. M. Volkov, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 774 (1999).
[110] H. M. Gibbs, *Optical Bistability: Controlling Light with Light* (Academic Press, San Diego, CA, 1985).
[111] G. P. Agrawal and S. Radic, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 995 (1994).
[112] C. M. de Sterke and J. E. Sipe, *Phys. Rev. A* **42**, 2858 (1990).
[113] H. G. Winful, R. Zamir, and S. Feldman, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 1001 (1991).
[114] A. B. Aceves, C. De Angelis, and S. Wabnitz, *Opt. Lett.* **17**, 1566 (1992).
[115] C. M. de Sterke, *Phys. Rev. A* **45**, 8252 (1992).
[116] B. J. Eggleton, C. M. de Sterke, R. E. Slusher, and J. E. Sipe, *Electron. Lett.* **32**, 2341 (1996).
[117] C. M. de Sterke, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 2660 (1998).
[118] K. Porsezian, K. Senthilnathan, and S. Devipriya, *IEEE J. Quantum Electron.* **41**, 789 (2005).
[119] J. E. Sipe and H. G. Winful, *Opt. Lett.* **13**, 132 (1988).
[120] C. M. de Sterke and J. E. Sipe, *Phys. Rev. A* **42**, 550 (1990).
[121] C. M. de Sterke, D. G. Salinas, and J. E. Sipe, *Phys. Rev. E* **54**, 1969 (1996).
[122] T. Iizuka and M. Wadati, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2308 (1997).
[123] C. M. de Sterke and B. J. Eggleton, *Phys. Rev. E* **59**, 1267 (1999).
[124] B. J. Eggleton, C. M. de Sterke, A. B. Aceves, J. E. Sipe, T. A. Strasser, and R. E. Slusher, *Opt. Commun.* **149**, 267 (1998).
[125] D. N. Christodoulides and R. I. Joseph, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1746 (1989).
[126] A. B. Aceves and S. Wabnitz, *Phys. Lett. A* **141**, 37 (1989).
[127] J. Feng and F. K. Kneubühl, *IEEE J. Quantum Electron.* **29**, 590 (1993).
[128] B. J. Eggleton, R. R. Slusher, C. M. de Sterke, P. A. Krug, and J. E. Sipe, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1627 (1996).
[129] C. M. de Sterke, N. G. R. Broderick, B. J. Eggleton, and M. J. Steel. *Opt. Fiber Technol.* **2**, 253 (1996).
[130] B. J. Eggleton, C. M. de Sterke, and R. E. Slusher, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2980 (1997).
[131] D. Taverner, N. G. R. Broderick, D. J. Richardson, M. Isben, and R. I. Laming, *Opt. Lett.* **23**, 259 (1998).
[132] D. Taverner, N. G. R. Broderick, D. J. Richardson, R. I. Laming, and M. Isben, *Opt. Lett.* **23**, 328 (1998).
[133] C. M. de Sterke, *Opt. Express* **3**, 405 (1998).
[134] N. G. R. Broderick, D. Taverner, and D. J. Richardson, *Opt. Express* **3**, 447 (1998).
[135] B. J. Eggleton, G. Lenz, R. E. Slusher, and N. M. Litchinitser, *Appl. Opt.* **37**, 7055 (1998).
[136] N. M. Litchinitser, B. J. Eggleton, C. M. de Sterke, A. B. Aceves, and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 18 (1999).
[137] N. G. R. Broderick, D. J. Richardson, and M. Isben, *Opt. Lett.* **25**, 536 (2000).
[138] V. Perlin and H. G. Winful, *Phys. Rev. A* **64**, 043804 (2001).
[139] H. Lee and G. P. Agrawal, *IEEE J. Quantum Electron.* **39**, 508 (2003).
[140] K. Senthilnathan, K. Porsezian, P. Ramesh Babu, and V. Santhanam, *IEEE J. Quantum Electron.* **39**, 1492 (2003).
[141] J. T. Mok, I. C. M. Littler, E. Tsoy, and B. J. Eggleton, *Opt. Lett.* **30**, 2457 (2005).
[142] A. Rosenthal and M. Horowitz, *Opt. Lett.* **31**, 1334 (2006).
[143] M. Asobe, *Opt. Fiber Technol.* **3**, 142 (1997).
[144] W. E. Thirring, *Ann. Phys. (NY)* **3**, 91 (1958).
[145] A. V. Mikhailov, *JETP Lett.* **23**, 320 (1976).
[146] E. A. Kuznetsov and A. V. Mikhailov, *Teor. Mat. Fiz.* **30**, 193 (1977).
[147] D. J. Kaup and A. C. Newell, *Lett. Nuovo Cimento* **20**, 325 (1977).
[148] D. David, J. Harnad, and S. Shnider, *Lett. Math. Phys.* **8**, 27 (1984).
[149] H. Kawaguchi, K. Inoue, T. Matsuoka, and K. Otsuka, *IEEE J. Quantum Electron.* **21**, 1314 (1985).
[150] M. J. Adams and R. Wyatt, *IEE Proc.* **134** 35 (1987).

[151] M. J. Adams, *Opt. Quantum Electron.* **19**, S37 (1987).
[152] C. M. de Sterke, *Opt. Lett.* **17**, 914 (1992).
[153] N. G. R. Broderick, D. Taverner, D. J. Richardson, M. Isben, and R. I. Laming, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4566 (1997); *Opt. Lett.* **22**, 1837 (1997).
[154] A. Melloni, M. Chinello, and M. Martinelli, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 42 (2000).
[155] S. Lee and S. T. Ho, *Opt. Lett.* **18**, 962 (1993).
[156] W. Samir, S. J. Garth, and C. Pask, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 64 (1994).
[157] W. Samir, C. Pask, and S. J. Garth, *Opt. Lett.* **19**, 338 (1994).
[158] S. Pereira and J. E. Sipe, *Opt. Express* **3**, 418 (1998).
[159] R. E. Slusher, S. Spälter, B. J. Eggleton, S. Pereira, and J. E. Sipe, *Opt. Lett.* **25**, 749 (2000).
[160] S. Broderick, *Opt. Commun.* **148**, 90 (1999).
[161] K. O. Hill, B. Malo, K. A. Vineberg, F. Bilodeau, D. C. Johnson, and I. Skinner, *Electron. Lett.* **26**, 1270 (1990).
[162] B. J. Eggleton, R. E. Slusher, J. B. Judkins, J. B. Stark, and A. M. Vengsarkar, *Opt. Lett.* **22**, 883 (1997).
[163] J. N. Kutz, B. J. Eggleton, J. B. Stark, and R. E. Slusher, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **3**, 1232 (1997).
[164] Y. Jeong and B. Lee, *IEEE J. Quantum Electron.* **35**, 1284 (1999).
[165] V. E. Perlin and H. G. Winful, *J. Lightwave Technol.* **18**, 329, (2000).
[166] G. W. Chern, J. F. Chang, and L. A. Wang, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 1497, (2002).
[167] D. Pudo, E. C. Mägi, and B. J. Eggleton, *Opt. Express* **14**, 3763 (2006).
[168] J. A. R Williams, I. Bennion, and L. Zhang, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **7**, 491 (1995).
[169] A. Galvanauskas, P. A. Krug, and D. Harter, *Opt. Lett.* **21**, 1049 (1996).
[170] G. Lenz, B. J. Eggleton, and N. M. Litchinitser, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 715 (1998).
[171] R. E. Slusher, B. J. Eggleton, T. A. Strasser, and C. M. de Sterke, *Opt. Express* **3**, 465 (1998).
[172] N. M. Litchinitser, G. P. Agrawal, B. J. Eggleton, and G. Lenz, *Opt. Express* **3**, 411 (1998).
[173] C. S. Yang, Y. C. Chiang, and H. C. Chang, *IEEE J. Quantum Electron.* **40**, 1337 (2004).
[174] V. Jayaraman, D. Cohen, and L. Coldren, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 2321 (1992).
[175] B. J. Eggleton, P. A. Krug, L. Poladian, and F. Ouellette, *Electron. Lett.* **30**, 1620 (1994).
[176] N. G. R. Broderick, C. M. de Sterke, and B. J. Eggleton, *Phys. Rev. E* **52**, R5788 (1995).
[177] C. M. de Sterke and N. G. R. Broderick, *Opt. Lett.* **20**, 2039 (1995).
[178] B. J. Eggleton, C. M. de Sterke, and R. E. Slusher, *Opt. Lett.* **21**, 1223 (1996).
[179] N. G. R. Broderick and C. M. de Sterke, *Phys. Rev. E* **55**, 3232 (1997).
[180] C. M. de Sterke, B. J. Eggleton, and P. A. Krug, *J. Lightwave Technol.* **15**, 1494 (1997).
[181] P. Petropoulos, M. Isben, M. N. Zervas, and D. J. Richardson, *Opt. Lett.* **25**, 521 (2000).
[182] H. Li, Y. Sheng, Y. Li, and J. E. Rothenberg, *J. Lightwave Technol.* **21**, 2074 (2003).
[183] H. Lee and G. P. Agrawal, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 1091 (2003); *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 635 (2004).
[184] J. E. Rothenberg, H. Li, Y. Sheng, J. Popelek, and J. Zweiback, *Opt. Lett.* **31**, 1199 (2006).
[185] P. St. J. Russell, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 596 (1986).
[186] S. Frisken, *Opt. Lett.* **17**, 1776 (1992).
[187] B. Fischer, J. L. Zyskind, J. W. Sulhoff, and D. J. DiGiovanni, *Opt. Lett.* **18**, 2108 (1993).
[188] M. D. Feuer, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 1587 (1998).
[189] S. A. Havstad, B. Fischer, A. E. Willner, and M. G. Wickham, *Opt. Lett.* **24**, 1466 (1999).
[190] S. Pitois, M. Haelterman, and G. Millot, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 782 (2002).
[191] S. Stepanov, E. Hernández, and M. Plata, *Opt. Lett.* **29**, 1327 (2004); *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 1161 (2005).
[192] X. Fan, Z. He, Y. Mizuno, and K. Hotate, *Opt. Express* **13**, 5756 (2005).
[193] S. Wabnitz, *Opt. Lett.* **14**, 1071 (1989).

第 2 章　光纤耦合器

光纤耦合器是一种定向耦合器,是光波技术必不可少的一部分[1]。它通常用在许多光纤器件中,这些器件需要将光场分为相干的两部分(反之亦然)。虽然光纤耦合器的大部分应用只用到它的线性特性,但自 1982 年起就开始研究其非线性效应,其中的一个应用是全光开关。本章重点描述光纤耦合器中的非线性光学现象。

2.1 节　用耦合模理论来描述光纤耦合器的线性特性。

2.2 节　结合调制不稳定性现象,考虑连续波(CW)条件下的非线性效应。

2.3 节　介绍短光脉冲通过光纤耦合器的传输特性,重点讨论光孤子和非线性开关。

2.4 节　延伸讨论非对称、有源和双折射光纤耦合器。

2.5 节　介绍多芯的光纤耦合器。

2.1　耦合器特性

光纤耦合器(fiber couplers)是四端口器件(二输入端口和二输出端口),通常用于与光纤光学有关的多种应用领域[2~5]。它们的功能是将一光场分为相干的两部分,光从两个输入端口的其中一个端口入射,直接耦合进两个输出端口。因为输出被耦合到两个不同的方向,所以这样的器件也称为定向耦合器(directional couplers)。耦合器也可以用平面波导来制作,$LiNbO_3$ 和半导体波导已被广泛研究。本章集中讨论基于光纤的定向耦合器。

制作光纤耦合器有几种不同的方法[5]。图 2.1 所示为熔锥型的光纤耦合器,其中心区域为两根纤芯紧靠的单模光纤,纤芯间距与芯径相当。另外,双芯光纤(在整个光纤长度上纤芯距离都较近)也能作为定向耦合器。在上述两种情况下,纤芯间距足够近,以使每一纤芯中传输的基模在两纤芯间的包层区域部分交叠。这一节将看到,在适当的条件下,两个模之间的这种倏逝波耦合能使一个纤芯中的光功率向另一纤芯转移。光纤耦合器的非线性效应的一个重要应用是光开关。如图 2.1 所示,一个光脉冲依据其峰值功率可被耦合到不同的输出端口。

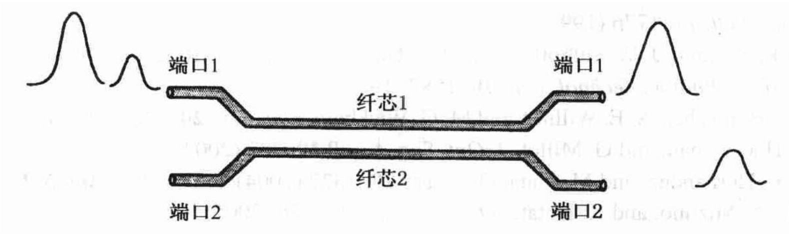


图 2.1　光纤耦合器中的非线性开关的示意图

从各方面看,纤芯都相同的光纤耦合器是对称的(symmetric)。一般而言,两个纤芯不必等同,这样的耦合器是非对称的(asymmetric)。在本节中,将考虑一种非对称的光纤耦合器,并用耦合模理论来讨论其工作原理。

2.1.1 耦合模方程

耦合模理论广泛地应用于定向耦合器[6~10]。为得到耦合模方程,按照一个与 1.3 节中类似的步骤来处理,1.3 节描述了在同一纤芯内光栅感应的两反向传输波的耦合。考虑一个特定的频率分量 ω,解亥姆霍兹方程

$$\nabla^2\tilde{\boldsymbol{E}}+\tilde{n}^2(x,y)k_0^2\tilde{\boldsymbol{E}}=0 \tag{2.1.1}$$

式中,$k_0=\omega/c=2\pi/\lambda_0$,$\lambda_0$ 为真空中的波长,$\tilde{\boldsymbol{E}}(\boldsymbol{r},\omega)$为时域中的电场 $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)$的傅里叶变换。除了在两个光纤的纤芯区域折射率为更大的常数值外,在 x-y 平面上其他各点的折射率 $\tilde{n}(x,y)=n_0$。

耦合模理论基于如下假设,即方程(2.1.1)的近似解能写为

$$\tilde{\boldsymbol{E}}(\boldsymbol{r},\omega)\approx\hat{e}[\tilde{A}_1(z,\omega)F_1(x,y)+\tilde{A}_2(z,\omega)F_2(x,y)]\exp(i\beta z) \tag{2.1.2}$$

式中,传输常数 β 待定。假设在传输中光场的偏振方向 $\hat{e}$ 保持不变,空间分布 $F_m(x,y)$对应无耦合时第 m 个纤芯中基模的分布,其中 $m=1,2$。这个空间分布通过解方程(2.1.1)获得并且满足下面的方程:

$$\frac{\partial^2F_m}{\partial x^2}+\frac{\partial^2F_m}{\partial y^2}+[n_m^2(x,y)k_0^2-\bar{\beta}_m^2]F_m=0 \tag{2.1.3}$$

式中,$\bar{\beta}_m$ 是模传输常数,折射率除在第 m 个纤芯中为比 n_0 大的常数外,在 x-y 平面内其余各点有 $n_m(x,y)=n_0$。在本书原理篇 2.2 节中用贝塞尔函数已经解出了方程(2.1.3),这里也可以采用同样的解[11]。

因为两个模式间的交叠,振幅 A_1 和 A_2 沿耦合器长度方向变化。为找出它们是如何随 z 演化的,将式(2.1.2)代入方程(2.1.1),并在所得方程两边同乘以 F_1^* 或 F_2^*,利用方程(2.1.3),并在整个 x-y 平面上积分。这样就能得到下面两个频域中的耦合模方程:

$$\frac{\mathrm{d}\tilde{A}_1}{\mathrm{d}z}=i(\bar{\beta}_1+\Delta\beta_1^{\mathrm{NL}}-\beta)\tilde{A}_1+i\kappa_{12}\tilde{A}_2 \tag{2.1.4}$$

$$\frac{\mathrm{d}\tilde{A}_2}{\mathrm{d}z}=i(\bar{\beta}_2+\Delta\beta_2^{\mathrm{NL}}-\beta)\tilde{A}_2+i\kappa_{21}\tilde{A}_1 \tag{2.1.5}$$

式中,耦合系数κ_{mp}和非线性贡献 $\Delta\beta_m^{\mathrm{NL}}$ 定义为($m,p=1$ 或 2)

$$\kappa_{mp}=\frac{k_0^2}{2\beta}\iint_{-\infty}^{\infty}(\tilde{n}^2-n_p^2)F_m^*F_p\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y \tag{2.1.6}$$

$$\Delta\beta_m^{\mathrm{NL}}=\frac{k_0^2}{2\beta}\iint_{-\infty}^{\infty}(\tilde{n}^2-n_L^2)F_m^*F_m\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y \tag{2.1.7}$$

n_L 是 $\tilde{n}$ 的线性部分。已经假设模式分布是归一化的,这样$\iint_{-\infty}^{\infty}|F_m(x,y)|^2\mathrm{d}x\mathrm{d}y=1$。

用 1.3.1 节中的方法可以把耦合模方程从频域转化到时域。一般而言,$\bar{\beta}_m$ 和κ_{mp}都和频率有关。这里忽略κ_{mp}的频率相关性,但在 2.1.3 节将考虑频率对耦合器性能的影响。在载频 ω_0 附近将 $\bar{\beta}_m(\omega)$展开为泰勒级数,

$$\bar{\beta}_m(\omega)=\beta_{0m}+(\omega-\omega_0)\beta_{1m}+\tfrac{1}{2}(\omega-\omega_0)^2\beta_{2m}+\cdots \tag{2.1.8}$$

保留到二次项,进行逆傅里叶变换时用时间导数替换 $\omega-\omega_0$,于是时域中的耦合模方程可写为[11]

$$\frac{\partial A_1}{\partial z}+\beta_{11}\frac{\partial A_1}{\partial t}+\frac{i\beta_{21}}{2}\frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2}=i\kappa_{12}A_2+i\delta_a A_1+i(\gamma_1|A_1|^2+C_{12}|A_2|^2)A_1 \quad (2.1.9)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z}+\beta_{12}\frac{\partial A_2}{\partial t}+\frac{i\beta_{22}}{2}\frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2}=i\kappa_{21}A_1-i\delta_a A_2+i(\gamma_2|A_2|^2+C_{21}|A_1|^2)A_2 \quad (2.1.10)$$

式中，$v_{gm}\equiv 1/\beta_{1m}$是群速度，$\beta_{2m}$是第 m 个纤芯中的群速度色散(GVD)。已经引入

$$\delta_a=\tfrac{1}{2}(\beta_{01}-\beta_{02})\qquad \beta=\tfrac{1}{2}(\beta_{01}+\beta_{02}) \quad (2.1.11)$$

参量 δ_a 是两纤芯间不对称性的量度。非线性参量 γ_m 和 C_{mp}($m,p=1,2$)定义为

$$\gamma_m=n_2k_0\iint_{-\infty}^{\infty}|F_m|^4\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y \quad (2.1.12)$$

$$C_{mp}=2n_2k_0\iint_{-\infty}^{\infty}|F_m|^2|F_p|^2\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y \quad (2.1.13)$$

参量 γ_m 是造成自相位调制(SPM)的原因，而交叉相位调制效应(XPM)由 C_{mp}决定[11]。

方程(2.1.9)和方程(2.1.10)在一般条件下都成立，并且包括了在非对称光纤耦合器的两纤芯内传输的光场的线性和非线性耦合机制。对于两纤芯相同的对称耦合器，方程可以大大简化。令 $\delta_a=0,\kappa_{12}=\kappa_{21}\equiv\kappa,C_{12}=C_{21}\equiv\gamma\sigma$，对称耦合器的耦合模方程变为

$$\frac{\partial A_1}{\partial z}+\frac{1}{v_g}\frac{\partial A_1}{\partial t}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2}=i\kappa A_2+i\gamma(|A_1|^2+\sigma|A_2|^2)A_1 \quad (2.1.14)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z}+\frac{1}{v_g}\frac{\partial A_2}{\partial t}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2}=i\kappa A_1+i\gamma(|A_2|^2+\sigma|A_1|^2)A_2 \quad (2.1.15)$$

式中，下标明确了特定的纤芯，而参量 v_g，β_2 和 γ 的下标略去，因为对于两个纤芯这些参量都相同。非线性参量 γ 可写为$\gamma=n_2k_0/A_{\mathrm{eff}}$，与本书原理篇 2.3 节中定义的相同，$A_{\mathrm{eff}}$为光纤有效模场面积[11]。实际上，XPM 参量 σ 很小并常常可以忽略，其原因与以下情况有关：式(2.1.13)的积分涉及两个模式强度的交叠，而且积分值相对较小，即两纤芯靠得足够近，以至于κ(涉及两个模式振幅的交叠)不能被忽略。在这种情形下，A_1 和 A_2 的耦合实际上是线性的。

2.1.2 低功率光束

首先考虑低功率连续光从光纤耦合器的一个输入端口入射的最简单情形，这时方程(2.1.9)和方程(2.1.10)中与时间有关的项可以设为零。因为非线性项也可以忽略，所以耦合模方程可以大大简化并变为

$$\frac{\mathrm{d}A_1}{\mathrm{d}z}=i\kappa_{12}A_2+i\delta_a A_1 \quad (2.1.16)$$

$$\frac{\mathrm{d}A_2}{\mathrm{d}z}=i\kappa_{21}A_1-i\delta_a A_2 \quad (2.1.17)$$

通过对方程(2.1.16)取微分并用方程(2.1.17)消掉 $\mathrm{d}A_2/\mathrm{d}z$，可以得到下面的关于 A_1 的方程：

$$\frac{\mathrm{d}^2A_1}{\mathrm{d}z^2}+\kappa_e^2A_1=0 \quad (2.1.18)$$

式中，有效耦合系数κ_e 定义为

$$\kappa_e = \sqrt{\kappa^2 + \delta_a^2} \qquad \kappa = \sqrt{\kappa_{12}\kappa_{21}} \tag{2.1.19}$$

A_2 也满足同样的谐振子型方程。

若连续光于一个输入端口入射，则边界条件为 $A_1(0) = A_0$ 和 $A_2(0) = 0$，方程(2.1.16)和方程(2.1.17)的解可写为

$$A_1(z) = A_0[\cos(\kappa_e z) + i(\delta_a/\kappa_e)\sin(\kappa_e z)] \tag{2.1.20}$$

$$A_2(z) = A_0(i\kappa_{21}/\kappa_e)\sin(\kappa_e z) \tag{2.1.21}$$

这样，即使最初 $z = 0$ 处的 $A_2 = 0$，光在光纤耦合器内传输时一部分功率也会转移到第二个纤芯中。图 2.2 所示为对应不同的 δ_a/κ 值，$|A_2/A_0|^2$ 随 z 的变化曲线。在所有情形中，功率向第二个纤芯的转移具有周期性，具有最大功率转移的距离满足 $\kappa_e z = m\pi/2$，其中 m 是整数。第一次最大功率转移到第二个纤芯中的最短距离称为耦合长度(coupling length)，为 $L_c = \pi/(2\kappa_e)$。

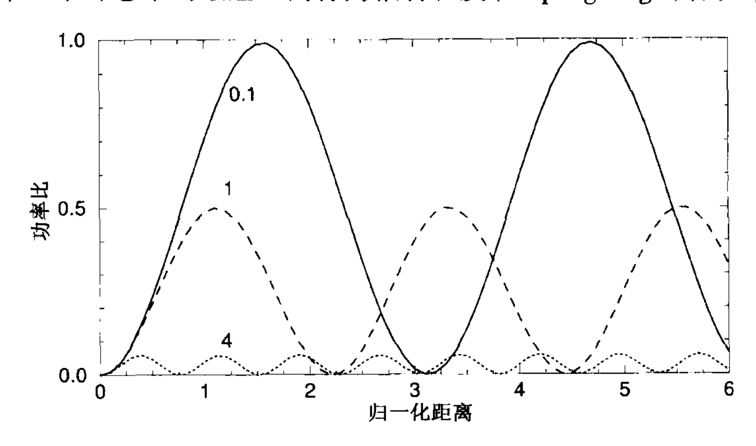


图 2.2　对应三个不同的 δ_a/κ 值，转移到第二个纤芯中的相对功率随 κz 的变化曲线

光纤耦合器输出端口输出的功率取决于耦合器长度 L 和两输入端口的入射功率。对于对称耦合器，方程(2.1.18)的通解可以写成矩阵形式

$$\begin{pmatrix} A_1(L) \\ A_2(L) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\kappa L) & i\sin(\kappa L) \\ i\sin(\kappa L) & \cos(\kappa L) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1(0) \\ A_2(0) \end{pmatrix} \tag{2.1.22}$$

对于无损耗的耦合器，右边 2×2 传输矩阵的行列式值为 1。通常，输入端口只有一束光入射，输出功率 $P_1 = |A_1|^2$，$P_2 = |A_2|^2$。令 $A_2(0) = 0$，由式(2.1.22)可得

$$P_1(L) = P_0\cos^2(\kappa L) \qquad P_2(L) = P_0\sin^2(\kappa L) \tag{2.1.23}$$

式中，$P_0 \equiv A_0^2$ 是第一个输入端口的入射功率。这样耦合器起到分束器的作用，分束比取决于参量 κL。

如果耦合器长度 L 满足 $\kappa L = \pi/4$ 或者 $L = L_c/2$，那么功率将在两输出端口间平均分配，这样的耦合器称为 50:50 或者 3 dB 耦合器。$L = L_c$ 的光纤耦合器将全部输入功率转移到第二个纤芯中(称为交叉态)，而当 $L = 2L_c$ 时全部功率返回到第一个纤芯内(称为直通态)。注意，定向耦合器在两个输出端口间引入了 $\pi/2$ 的相对相移，式(2.1.22)中传输矩阵的非对角项的因子 i 表明了这一点，这个相移在光纤干涉仪的设计中起了重要作用(见第 3 章)。

耦合长度取决于耦合系数 κ，而耦合系数取决于两纤芯间的间距 d。对于对称耦合器，



式(2.1.6)中的积分能解析求出[6],最终的表达式因涉及贝塞尔函数而有些复杂。下面的经验表达式在实际应用中是很有用的[12]:

$$\kappa=\frac{\pi V}{2k_0n_0a^2}\exp[-(c_0+c_1\bar{d}+c_2\bar{d}^2)] \tag{2.1.24}$$

式中,V 是光纤的归一化频率参量,a 是纤芯半径,$\bar{d}\equiv d/a$ 是两纤芯间的中心到中心的归一化间距($\bar{d}>2$)。常量 c_0,c_1 和 c_2 取决于 V,$c_0=5.2789-3.663V+0.3841V^2$,$c_1=-0.7769+1.2252V-0.0152V^2$,$c_2=-0.0175-0.0064V-0.0009V^2$。式(2.1.24)在 $1.5\leqslant V\leqslant2.5$ 和 $2\leqslant\bar{d}\leqslant4.5$ 范围内精确到1%。例如,当 $\bar{d}=3$ 时,κ 约为 1 cm^{-1},结果耦合长度为 1 cm 左右;不过,当 $\bar{d}$ 超过 5 时,耦合长度增加到 1 m 甚至更长。

人们可能会问,两纤芯的邻近是否总能导致其间的周期性功率转移?事实上,功率转移的特性取决于输入端的入射条件。在式(2.1.2)中选择合适的传输常数 β,模振幅 $\tilde{A}_1$ 和 $\tilde{A}_2$ 能变为与 z 无关,注意到这一点可以更好地理解上述物理过程。根据方程(2.1.4)和方程(2.1.5),当振幅比 $f=\tilde{A}_2/\tilde{A}_1$ 最初有如下式时,就能发生这种情况:

$$f=\frac{\beta-\bar{\beta}_1}{\kappa_{12}}=\frac{\kappa_{21}}{\beta-\bar{\beta}_2} \tag{2.1.25}$$

式中,忽略了非线性贡献。利用式(2.1.25)可以得到传输常数 β,因为 β 满足二次方程,可得到 β 的两个值为

$$\beta_\pm=\tfrac{1}{2}(\bar{\beta}_1+\bar{\beta}_2)\pm\sqrt{\delta_a^2+\kappa^2} \tag{2.1.26}$$

对应于两个本征值的空间分布为

$$F_\pm(x,y)=(1+f_\pm^2)^{-1/2}[F_1(x,y)+f_\pm F_2(x,y)] \tag{2.1.27}$$

式中,$f_\pm$ 由式(2.1.25)用 $\beta=\beta_\pm$ 获得。F_1 和 F_2 的这两个特定线性组合构成了光纤耦合器的本征模(也称为超模),本征值 $\beta_\pm$ 对应各自的传输常数。对于对称耦合器的情形,$f_\pm=\pm1$ 而且本征模简化为 F_1 和 F_2 的奇偶组合。当输入条件满足耦合器的本征模激发时,两纤芯间没有功率转移发生。

当光只入射到一个纤芯中时,两纤芯间发生周期性的功率转移。上述模型可通过以下描述来理解:在这种入射条件下,光纤耦合器的两个超模被同时激发,每个超模都以自己的传输常数传输,因为 β_+ 和 β_- 不同,两个超模在传输中产生相对相位差 $\Psi(z)=(\beta_+-\beta_-)z\equiv2\kappa_e z$,这是造成两纤芯间发生周期性功率转移的原因。当线偏振光与双折射光纤的某个主轴成一角度入射时,也会发生类似的情况,这时两正交偏振本征模间的相对相位差导致偏振态的周期性演化。对于光纤耦合器来说,耦合长度所扮演的角色与双折射光纤的拍长相当[11]。即使包含非线性效应,光纤耦合器和双折射光纤间的类似结果仍然很有用。

2.1.3 线性脉冲开关

对于低能量的光脉冲,非线性效应可以忽略,但色散效应应当包括在内。对于对称的耦合器,耦合模方程(2.1.14)和方程(2.1.15)变为

$$\frac{\partial A_1}{\partial z}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2A_1}{\partial T^2}=i\kappa A_2 \tag{2.1.28}$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} = i\kappa A_1 \tag{2.1.29}$$

式中，$T = t - z/v_g$，为描述光纤耦合器每个纤芯中的 GVD 效应而引入了参量 β_2。

按照惯例，引入色散长度 $L_D = T_0^2/|\beta_2|$，其中 T_0 是脉冲宽度。如果耦合器长度 $L \ll L_D$，则 GVD 效应可以忽略。实际应用中，L 和耦合长度（$L_c = \pi/2\kappa$）是可比拟的，对于 $\kappa L_D \gg 1$ 的情形，GVD 对耦合器无影响。对于 $T_0 > 1$ ps 的脉冲，L_D 超过 1 km，而典型情况下 $L_c < 1$ m，因此 GVD 效应只对超短脉冲（$T_0 < 0.1$ ps）才比较重要。如果忽略方程(2.1.28)和方程(2.1.29)中的 GVD 项，则所得方程与适用于连续光的方程相同，因而皮秒光脉冲的行为应与连续光的相同。更特别地，当这样的脉冲由光纤耦合器的一个输入端口入射时，其功率周期性地向邻近的纤芯转移。

如果耦合系数 κ 对频率的依赖不可忽略，则上面的结论就要修改[13]。通过将 $\kappa(\omega)$ 在载频 ω_0 附近进行泰勒级数展开，即可包括耦合系数的频率相关性，与式(2.1.8)类似，耦合系数可写为

$$\kappa(\omega) \approx \kappa_0 + (\omega - \omega_0)\kappa_1 + \tfrac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\kappa_2 \tag{2.1.30}$$

式中，$\kappa_m = \mathrm{d}^m\kappa/\mathrm{d}\omega^m$ 在 $\omega = \omega_0$ 处赋值。当将频域中的耦合模方程转化到时域中时，出现了两个附加项。将这两项包括在内时，方程(2.1.28)和方程(2.1.29)变为

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \kappa_1\frac{\partial A_2}{\partial T} + \frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} + \frac{i\kappa_2}{2}\frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} = i\kappa_0 A_2 \tag{2.1.31}$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \kappa_1\frac{\partial A_1}{\partial T} + \frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} + \frac{i\kappa_2}{2}\frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} = i\kappa_0 A_1 \tag{2.1.32}$$

在实际应用中，对于 0.1 ps 的脉冲，κ_2 项可以忽略。如果 $\kappa L_D \gg 1$，则 GVD 项也能忽略。设 $\beta_2 = 0$ 和 $\kappa_2 = 0$，方程(2.1.31)和方程(2.1.32)有解析解[13]

$$A_1(z,T) = \tfrac{1}{2}\left[A_0(T - \kappa_1 z)e^{i\kappa_0 z} + A_0(T + \kappa_1 z)e^{-i\kappa_0 z}\right] \tag{2.1.33}$$

$$A_2(z,T) = \tfrac{1}{2}\left[A_0(T - \kappa_1 z)e^{i\kappa_0 z} - A_0(T + \kappa_1 z)e^{-i\kappa_0 z}\right] \tag{2.1.34}$$

式中，$A_0(T)$ 代表输入脉冲在 $z = 0$ 处的形状。当 $\kappa_1 = 0$ 时，上述解析解简化为

$$A_1(z,T) = A_0(T)\cos(\kappa_0 z) \qquad A_2(z,T) = A_0(T)\sin(\kappa_0 z) \tag{2.1.35}$$

式(2.1.35)表明，当耦合系数对频率的依赖可以忽略时，脉冲在两纤芯间来回切换并保持形状不变。不过，当 κ_1 不可忽略时，由式(2.1.34)容易看出，在传输几个耦合长度后，脉冲将分裂为两个子脉冲，并且两子脉冲的间距随传输距离增加。这个效应称为模间色散（intermodal dispersion），与发生于双折射光纤中的偏振模色散在本质上类似[11]。在 1997 年的一个实验中，通过将短脉冲(脉宽约为 1 ps)从双芯光纤（中心间距 $d \approx 4a$）的某一个纤芯入射，观察到了模间色散[14]。自相关迹表明，脉冲在 1.25 m 后分裂，而且子脉冲以 1.13 ps/m 的速度彼此分离。耦合长度估计为 4 mm。仅当耦合器长度 $L \gg L_c$ 并且脉宽约为 1 ps 或者更短时，才考虑光纤耦合器中的模间色散。下面对光纤耦合器中的非线性效应的讨论将忽略模间色散的影响。

2.2 非线性效应

自 1982 年起就开始了对定向耦合器中非线性效应的研究[15~35]。光纤耦合器的一个重要应用是作为全光开关。图 2.1 所示为一个光脉冲如何根据其峰值功率的不同而定向到两个不同的输出端口。本节将讨论准连续波情形，并考虑用相同纤芯的对称耦合器来简化讨论。

2.2.1 准连续开关

忽略时间导数项,由方程(2.1.14)和方程(2.1.15)可得到连续光在对称耦合器中传输的非线性耦合模方程为

$$\frac{\mathrm{d}A_1}{\mathrm{d}z} = i\kappa A_2 + i\gamma(|A_1|^2 + \sigma|A_2|^2)A_1 \tag{2.2.1}$$

$$\frac{\mathrm{d}A_2}{\mathrm{d}z} = i\kappa A_1 + i\gamma(|A_2|^2 + \sigma|A_1|^2)A_2 \tag{2.2.2}$$

这两个方程也可应用于光脉冲很宽从而色散长度 L_D 比耦合器长度 L 大得多的情形(这样 GVD 可以忽略),称之为准连续波情形(quasi-CW case)。

方程(2.2.1)和方程(2.2.2)与本书原理篇 6.3 节中用于研究双折射光纤的方程类似,也可以用同样的方法来得到解析解[11]。通过下式引入功率和相位:

$$A_j = \sqrt{P_j}\exp(i\phi_j) \quad (j = 1,2) \tag{2.2.3}$$

定义相位差$\phi = \phi_1 - \phi_2$,得到下面的三个方程:

$$\frac{\mathrm{d}P_1}{\mathrm{d}z} = 2\kappa\sqrt{P_1P_2}\sin\phi \tag{2.2.4}$$

$$\frac{\mathrm{d}P_2}{\mathrm{d}z} = -2\kappa\sqrt{P_1P_2}\sin\phi \tag{2.2.5}$$

$$\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}z} = \frac{P_2 - P_1}{\sqrt{P_1P_2}}\kappa\cos\phi + \frac{4\kappa}{P_c}(P_1 - P_2) \tag{2.2.6}$$

式中,临界功率 P_c 定义为

$$P_c = 4\kappa/[\gamma(1-\sigma)] \tag{2.2.7}$$

临界功率扮演了重要角色,因为视输入功率是否超过 P_c,方程(2.2.4)至方程(2.2.6)的解表现出不同的定性行为。

注意,有如下两个恒量,方程(2.2.4)至方程(2.2.6)能得到用椭圆函数表示的解析解[15]:

$$P_0 = P_1 + P_2 \qquad \Gamma = \sqrt{P_1P_2}\cos\phi - 2P_1P_2/P_c \tag{2.2.8}$$

式中,P_0 是两个纤芯中的总功率。对所有输入功率最初从光纤耦合器的一个纤芯注入的特殊情形,在传输距离 z 以后,该纤芯中的剩余功率为

$$P_1(z) = |A_1(z)|^2 = \tfrac{1}{2}P_0[1 + \mathrm{cn}(2\kappa z|m)] \tag{2.2.9}$$

式中,$\mathrm{cn}(x|m)$是雅可比椭圆函数,模数 $m = (P_0/P_c)^2$。转移到另一纤芯中的功率可由 $P_2(z) = P_0 - P_1(z)$得到。

在低功率限制下($m \ll 1$),式(2.2.9)简化为 $P_1(z) = P_0\cos^2(\kappa z)$。只要 $P_0 < P_c$(于是 $m < 1$),两纤芯间周期性的功率转移就会持续进行;但是,当 P_0 接近 P_c 时,周期开始增大;当 $P_0 = P_c$ 时,周期变为无穷大。当 $m = 1$ 时,式(2.2.9)简化为 $P_1(z) = \frac{1}{2}P_0[1 + \mathrm{sech}(2\kappa z)]$,而且无论耦合器有多长,最多有一半功率转移到第二个纤芯中。对于 $P_0 > P_c$,解又变为周期性的,但是转移到第二个纤芯中的功率低于 50%,而且在 $P_0 \gg P_c$ 时甚至可以忽略。

图 2.3 中的实线为两个输出端口功率相对于输入功率的函数曲线,虚线对应准连续的情

形。耦合器长度为 $L = L_c$。对 $P_0 \ll P_c$，输入功率完全转移到第二个纤芯中(交叉态)；然而对 $P_0 > P_c$，几乎没有功率转移到第二个纤芯中(直通态)，此时非线性效应开始影响功率转移。这样，因输入功率而定，一束光就能从一个输出端口切换到另一个输出端口。

全光开关的物理机制可以理解如下：当一束光由光纤耦合器的一个纤芯入射时，因为不同的模功率，两个纤芯中的 SPM 感应相移也不同。结果，即使是对称的光纤耦合器，由于非线性效应也表现出不对称性。实际上，这种情形与非对称光纤耦合器中的情形很类似。在非对称光纤耦合器中，不同的模传输常数引起两纤芯间的相对相移，并阻碍两者间发生完全的功率转移。即便线性传输常数相同，SPM 也能感应两个纤芯间的相对相移。在输入功率足够高时，相位差(SPM 感应的失谐)变得很大，以至于输入光被限制在最初入射的纤芯内。

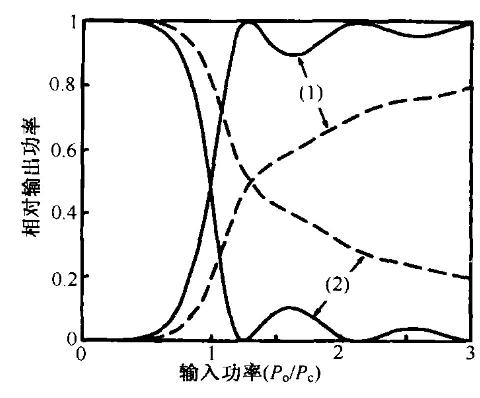


图 2.3　$\kappa L = \pi/2$ 的光纤耦合器对连续光的非线性开关效应[24]

2.2.2　实验结果

因为石英光纤中的临界功率相对较高，在光纤耦合器中用连续光观察到光开关现象是很困难的。将κ和 γ 的近似值代入式(2.2.7)，并设 XPM 参量 $\sigma \approx 0$，可以估计 P_c 的值。如果用 $\kappa = 1\ \text{cm}^{-1}$和$\gamma = 10\ \text{W}^{-1}/\text{km}$ 的典型值，则 $P_c = 40$ kW。以这样高的连续光功率入射而又没有损坏石英光纤是很困难的。通常的解决方案是用短光脉冲，短光脉冲有较高的峰值功率但脉宽又足以使 GVD 效应不很严重(准连续波情形)。

使用准连续波光脉冲有一个很明显的困难。因为输入脉冲两翼的功率较低，所以只有脉冲的中央部分才能产生开关效应。这样，即使忽略 GVD 效应，强度分布不均匀的光脉冲也将产生畸变。可以预计，脉冲畸变将伴随着开关功能的劣化。例如，图 2.3 中的虚线对应光纤耦合器对强度以 $\text{sech}^2(t/T_0)$变化的输入脉冲的响应。这些曲线代表两纤芯中相对能量的大小，通过对脉冲波形积分获得。与连续波光的情形相比，脉冲开关不仅是渐近的，而且也不完全。即使输入脉冲的峰值功率超过 $2P_c$，仍有不到 75% 的入射峰值功率保留在输入脉冲的纤芯中。这种特性严重限制了光纤耦合器在全光开关上的应用。

图 2.3 所示结果不包括 GVD 效应。可以预料，对于正常 GVD，会因为脉冲展宽而使情况变得更糟。然而，对于具有反常 GVD 并且以孤子形式传输的光脉冲，光纤耦合器的性能将有显著提高，其原因与光孤子的类粒子特性有关。2.3 节将讨论这个问题。

从 1985 年开始观察双芯光纤耦合器中的非线性效应，到 1988 年，已有明显的证据表明观察到了高对比度的光开光效应[20~24]。所有实验用的是在光纤正常 GVD 区传输的短光脉冲，因此没有利用孤子。在 1985 年的一个实验中[20]，将倍频 Nd:YAG 激光器($\lambda = 0.53\ \mu$m)发射的 80 ns 光脉冲聚焦到双芯光纤的一个纤芯中，直径为 2.6 μm 的两纤芯的间距大于 8 μm(中心到中心距离)，这样耦合系数相对较小。但是，当入射峰值功率超过 100 W 时，发现 18 cm 长耦合器的透射功率增加。在后来的实验中，使用锁模激光器发射的 50 ps 脉冲；为非线性开关效应提供了更好的证据[21]。

在 1987 年的一个实验中[22]，将 Nd:YAG 激光器发射的波长为 1.06 μm 且脉宽为 30 ps 的脉

冲,由 2 m 长双芯光纤的一个纤芯注入,芯径为 5 μm,两纤芯间距为 8 μm。此耦合器的长度约为 $3.8L_c$,临界功率 P_c 的估计值为 850 W。在低输入功率的情况下,有 90%的脉冲能量转移到邻近的纤芯中。然而,当输入峰值功率增加到 700 W 时,只有 40%的能量转移。在 1988 年的一个实验中[23],开关对比度有了显著提高,该实验使用的是工作在 0.62 μm 波长的染料激光器发射的 100 fs 脉冲。光纤耦合器仅 5 mm 长,芯径为 2.8 μm,两纤芯间距为 8.4 μm,产生开关效应需要 32 kW 的峰值功率。测量到的开关特性与图 2.3 中虚线所示的理论预测符合得很好。即使是 100 fs 的脉冲,光纤色散也只起很小的作用,因为实验中所用的耦合器长度很短($L \ll L_D$)。自相关测量表明,只有脉冲的中央部分有开关作用。1989 年,用飞秒方形脉冲使结果有了很大改进,因为使用这样的脉冲可以避免脉冲分裂[24]。图 2.4 所示为用 90 fs 钟形(类高斯形)脉冲和 540 fs 方形脉冲测量到的开关特性[24]。对于方形脉冲,不但开关对比度有所改善,而且开关峰值功率也有所降低。

基于光纤耦合器的非线性开关对高功率的要求阻碍了这种器件的实际应用。使用非线性参量 n_2 的值比石英的大得多的材料来制作光纤,可以降低开关阈值。已经有数种这样的材料用来制作光纤耦合器。第一种方法,使用染料掺杂的聚合物光纤[33],光纤的两纤芯都掺杂了 squarylium 染料,并嵌入到 PMMA 聚合物包层中。纤芯半径为 6 μm,两纤芯间距为 18 μm,耦合长度估计为1 cm。用 Q 开关锁模 Nd:YAG 激光器观察到非线性开关行为。第二种方法,用 GeS_2 基的硫化物玻璃来制作光纤[34]。这种玻璃的非线性参量 $n_2 \approx 7.5 \times 10^{-14}$ cm²/W,与石英的相比,这个值大了 200 多倍。结果,开关阈值也应减小相同的倍数。第三种方法,使用聚结合聚合物(DPOP-PPV)来制作非线性定向耦合器[35]。使用染料掺杂或半导体掺杂的光纤时,双光子吸收扮演了重要的角色,并且能对耦合器的开关特性产生不利影响。

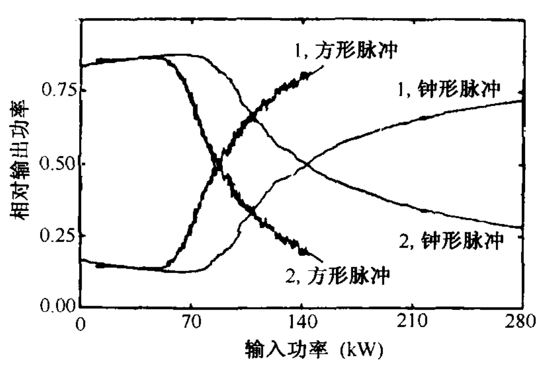


图 2.4 长度 $L = L_c$ 的光纤耦合器的输出相对功率随输入峰值功率的变化[24]

2.2.3 非线性超模

理解光纤耦合器中非线性效应的另一种方法是使用非线性超模的概念,它代表在传输中保持不变的光场,虽然有 SPM 和 XPM 效应。从数学意义上讲,它代表方程(2.2.4)至方程(2.2.6)与 z 无关的解(不动点),并通过设 z 的导数为零得到。这里,用另外一种方法,即基于邦加(Poincaré)球上的矢量旋转法[18]。下面引入 3 个实变量(与本书原理篇 6.3 节中的斯托克斯参量类似[11]):

$$S_1 = |A_1|^2 - |A_2|^2 \qquad S_2 = 2\mathrm{Re}(A_1 A_2^*) \qquad S_3 = 2\mathrm{Im}(A_1 A_2^*) \tag{2.2.10}$$

用以上变量将方程(2.2.1)和方程(2.2.2)重写为

$$\frac{\mathrm{d}S_1}{\mathrm{d}z} = 2\kappa S_3 \tag{2.2.11}$$

$$\frac{\mathrm{d}S_2}{\mathrm{d}z} = -\gamma(1-\sigma)S_1 S_3 \tag{2.2.12}$$

$$\frac{\mathrm{d}S_3}{\mathrm{d}z} = \gamma(1-\sigma)S_1 S_2 - 2\kappa S_1 \tag{2.2.13}$$

由方程(2.2.10)至方程(2.2.13)可以很容易地证明 $S_1^2+S_2^2+S_3^2=|A_1|^2+|A_2|^2\equiv P_0$，其中 P_0 是两个纤芯中的总功率。因为 P_0 与 z 无关，当连续光在光纤耦合器内传输时，由 S_1，S_2 和 S_3 构成的斯托克斯矢量 $\boldsymbol{S}$ 在半径为 P_0 的球面上运动，这个球称为邦加球，它为耦合器的动力学行为提供了一个可视化的描述。实际上，方程(2.2.11)至方程(2.2.13)可以写为如下单个矢量方程的形式：

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{S}}{\mathrm{d}z}=\boldsymbol{W}\times\boldsymbol{S} \tag{2.2.14}$$

式中，$\boldsymbol{W}=\boldsymbol{W}_{\mathrm{L}}+\boldsymbol{W}_{\mathrm{NL}}$，$\boldsymbol{W}_{\mathrm{L}}=2\kappa\hat{y}$，$\boldsymbol{W}_{\mathrm{NL}}=\gamma(1-\sigma)S_1\hat{x}$。于是，线性耦合使斯托克斯矢量 $\boldsymbol{S}$ 绕 y 轴旋转，而 SPM 和 XPM 使之绕 x 轴旋转。在沿耦合器给定的长度上，两种旋转的共同作用决定了斯托克斯矢量在邦加球球面上的位置。

图 2.5 所示为在 3 种不同条件下，斯托克斯矢量在邦加球上的轨迹。在低功率情形下，设 $\gamma=0$，可以忽略非线性效应。因为在这种情况下 $\boldsymbol{W}_{\mathrm{NL}}=0$，斯托克斯矢量绕 S_2 或 y 轴以角速度 2κ 旋转[见图 2.5(a)]。这与前面得到的周期解是等价的。如果斯托克斯矢量开始时沿 S_2 轴方向，则它将保持不变。注意，分量为$(0,P_0,0)$和$(0,-P_0,0)$的斯托克斯矢量代表线性情形下的两个不动点，从方程(2.2.11)至方程(2.2.13)的稳态（z 不变）解也可以看出这一点。这两个不动点对应着前面讨论过的光纤耦合器的奇偶超模。

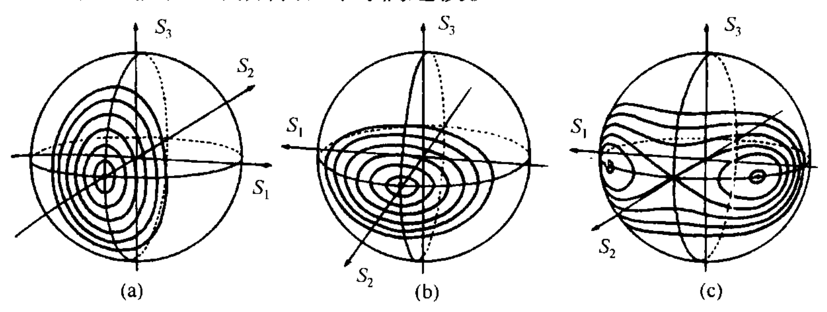


图 2.5　邦加球上斯托克斯矢量的运动情况[18]

对于非线性的情形，斯托克斯矢量的变化视入射光功率的大小而定。只要 $P_0<P_c/2$，非线性效应的作用很小，这种情形与线性情形类似，如图 2.5(b)所示。当入射功率较高时，由于 $\boldsymbol{W}_{\mathrm{L}}$ 沿 y 轴方向而 $\boldsymbol{W}_{\mathrm{NL}}$沿 x 轴方向，邦加球上斯托克斯矢量的运动变得很复杂。此外，斯托克斯矢量沿 x 轴的非线性旋转取决于 S_1 本身的大小。图 2.5(c)为 $P_0>P_c$ 时斯托克斯矢量的运动。

为理解上面的动态特性，通过令 z 的导数为零来找方程(2.2.11)至方程(2.2.13)的不动点。不动点的位置和数目取决于入射进光纤的光功率 P_0。更特别地，在临界功率 $P_0=P_c/2$ 处，不动点数从 2 变为 4，其中 P_c 由式(2.2.7)给出；对 $P_0<P_c/2$，只有两个不动点，即$(0,P_0,0)$和$(0,-P_0,0)$，这等同于低功率情形。与此相反，当 $P_0>P_c/2$ 时，出现两个新不动点。位于邦加球上的新不动点处的斯托克斯矢量的分量为[18]

$$S_1=\pm\sqrt{P_0^2-P_c^2/4}\quad S_2=P_c/2,\quad S_3=0 \tag{2.2.15}$$

当入射光激发其中一个本征模时，尽管两纤芯靠近，纤芯功率沿耦合器长度方向上仍无变化，从这一意义上来讲，新不动点代表光纤耦合器的非线性超模。新不动点附近的轨迹与不动点$(0,P_0,0)$附近的轨迹由分界线分开，非线性开关相当于由低功率的不动点$(0,P_0,0)$转移到一个新不动点。

2.2.4 调制不稳定性

在一定条件下,在光纤耦合器中传输的连续光可以转变为脉冲序列。同样,在出现 GVD 时,耦合模方程的连续波解(不动点)变得不稳定。耦合器的调制不稳定性和本书原理篇 6.4 节中讨论过的矢量调制不稳定性类似[11],因为基本的耦合非线性薛定谔(NLS)方程有同样的形式。实际应用中常忽略 XPM 项,所以在方程(2.1.14)和方程(2.1.15)中,这种类似并不明显。设 $\sigma=0$,光纤耦合器的耦合 NLS 方程简化为

$$\frac{\partial A_1}{\partial z}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2}=i\kappa A_2+i\gamma|A_1|^2A_1 \tag{2.2.16}$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2}=i\kappa A_1+i\gamma|A_2|^2A_2 \tag{2.2.17}$$

按照惯例,引入时间 $T=t-z/v_g$ 来消去群速度项。

如果用光纤耦合器的奇偶超模重写方程(2.2.16)和方程(2.2.17),则光纤耦合器和双折射光纤间的相似之处就变得很明显。为此,引入两个新变量

$$B_1=(A_1+A_2)/\sqrt{2} \qquad B_2=(A_1-A_2)/\sqrt{2} \tag{2.2.18}$$

B_1 和 B_2 对应着前面介绍过的奇偶超模的振幅[见式(2.1.27)]。按照新变量,方程(2.2.16)和方程(2.2.17)能写为

$$\frac{\partial B_1}{\partial z}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 B_1}{\partial T^2}-i\kappa B_1=\frac{i\gamma}{2}[(|B_1|^2+2|B_2|^2)B_1+B_2^2B_1^*] \tag{2.2.19}$$

$$\frac{\partial B_2}{\partial z}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 B_2}{\partial T^2}+i\kappa B_2=\frac{i\gamma}{2}[(|B_2|^2+2|B_1|^2)B_2+B_1^2B_2^*] \tag{2.2.20}$$

奇偶超模是线性解耦合的,但是它们的相速度不同,从上面两个方程中κ项的不同符号很容易看出这一点。因为偶超模中光的传输速度比奇超模的慢,所以奇偶超模与双折射光纤中的沿快轴和慢轴的偏振光类似。从方程(2.2.19)和方程(2.2.20)可以看出,以超模形式写出的耦合 NLS 方程有三个非线性项,分别对应 SPM,XPM 和 FWM 型耦合(与双折射光纤相同)。

当输入条件使奇偶超模其中之一被单独激发时,很容易获得方程(2.2.19)和方程(2.2.20)的稳态解或连续波解。对于偶超模,连续波解为

$$\bar{B}_1=\sqrt{P_0}\exp(i\theta) \qquad \bar{B}_2=0 \tag{2.2.21}$$

式中,$\theta=(\gamma P_0/2+\kappa)z$。改变式(2.2.21)中$\kappa$的符号并交换下标 1 和 2,即可得到奇超模的连续波解。在两种情形下,输入功率在两个纤芯间平均分配,两者无功率交换。用邦加球来表示,这两个连续波解对应着不动点$(0,P_0,0)$和$(0,-P_0,0)$,与前面讨论过的一样。

可以按照本书原理篇 5.1 节中的步骤来检验式(2.2.21)给出的连续波解的稳定性[11]。假设与时间有关的解的形式为

$$B_1=(\sqrt{P_0}+b_1)\exp(i\theta) \qquad B_2=b_2\exp(i\theta) \tag{2.2.22}$$

式中,b_1 和 b_2 是微扰,用 b_1 和 b_2 将方程(2.2.19)和方程(2.2.20)线性化,可得到两个耦合线性方程。为解这两个方程,假设解有如下形式:

$$b_m=u_m\exp[i(K_pz-\Omega T)]+iv_m\exp[-i(K_pz-\Omega T)] \tag{2.2.23}$$

式中,$m=1$ 或 2,Ω 为微扰频率,K_p 是相应的波数。

用这种方法得到的 4 个代数方程具有一个有趣的特性。关于 u_1 和 v_1 的两个方程是相互

耦合的，u_2 和 v_2 亦然。不过，这两组方程是非耦合的。这个特性大大简化了分析过程。偶超模微扰 b_1 的色散关系为

$$K_p^2 = \frac{1}{2}\beta_2\Omega^2(\frac{1}{2}\beta_2\Omega^2 + \gamma P_0) \tag{2.2.24}$$

除最后一项的因子 2 外，与本书原理篇 5.1 节中所得到的色散关系相同[11]。这样，调制不稳定性的特征与本书原理篇 5.1 节中的一样。更特别地，对于正常 GVD，无调制不稳定性发生；对于反常 GVD，调制不稳定性的增益曲线与本书原理篇中的图 5.1 类似[11]。

光纤耦合器的新特征是，由于两纤芯间的耦合，即使连续光最初入射到偶超模中，奇超模中的微扰也能增加。奇超模微扰满足如下色散关系[37]：

$$K_p^2 = (\frac{1}{2}\beta_2\Omega^2 - 2\kappa)(\frac{1}{2}\beta_2\Omega^2 - 2\kappa + \gamma P_0) \tag{2.2.25}$$

式中出现了κ，这表明两纤芯间的耦合能导致光纤耦合器中产生一种新型的调制不稳定性。的确，即使在正常 GVD 区，也很容易看到 K_p 在一定条件下变得很复杂。引入调制不稳定性增益 $g_0 = 2\mathrm{Im}(K_p)$，则增益为

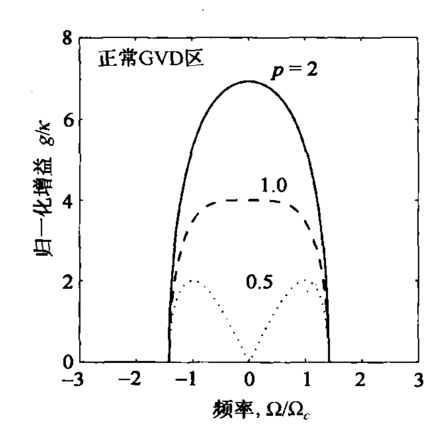
$$g_0(f) = 2\kappa\sqrt{(2 - sf^2)(4p - 2 + sf^2)} \tag{2.2.26}$$

式中，$s = \mathrm{sgn}(\beta_2)$，$f = \Omega/\Omega_c$ 是归一化频率，$p = P_0/P_c$ 是归一化输入功率，其中

$$\Omega_c = \sqrt{2\kappa/|\beta_2|} \qquad P_c = 4\kappa/\gamma \tag{2.2.27}$$

因为假设 $\sigma = 0$，临界功率 P_c 与式(2.2.7)的定义是一样的。

图 2.6 给出了正常和反常 GVD 区的调制不稳定性的增益谱。在两种情形下，增益均在低频存在，包括 $\Omega = 0$。这种特征与双折射光纤中的偏振不稳定性类似(见本书原理篇第 6 章)。只有输入功率超过 $P_c/2(p > 0.5)$时，在 $\Omega = 0$ 处才有增益，这与邦加球上出现两个新的不动点有关(见图 2.5)。在正常 GVD 区，只有 $p > 1$ 时在 $\Omega = 0$ 处才有增益峰值。这样，当输入功率 P_0 超过 P_c 时，调制不稳定性是静态的并且不能产生自脉动现象。相反，在反常 GVD 区，只有 $p > 1/2$ 时才存在增益，并且 $P \leqslant 1$ 时增益峰值在 $\Omega = 0$ 处，$p > 1$ 时增益峰值在 $\Omega \neq 0$ 处。仅当 $P > 1$ 时连续光才能转变为脉冲序列，其重复频率取决于输入功率。重复频率接近 $\Omega_c/2\pi$，对于κ和 β_2 的典型值，其值约为 1 THz。



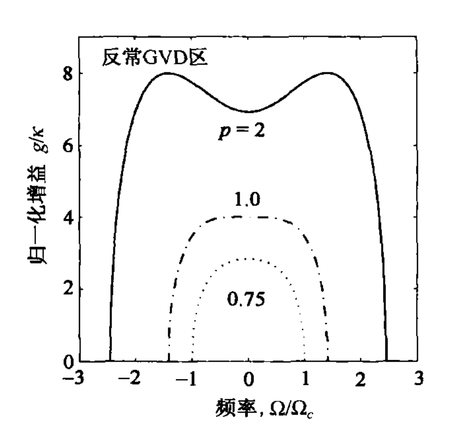


图 2.6　几个不同泵浦功率下的调制不稳定性的增益谱

直接在实验中观察光纤耦合器中的调制不稳定性是很困难的,因为单独激发奇超模或偶超模很困难,典型的初始条件是同时激发两种超模。另一个困难与实际应用中相对较短的耦合器长度有关(L 近似与 L_c 相等)。从噪声(自发调制不稳定性)中形成的边带的增长需要使用可能满足 $L \gg L_c$ 条件的双芯光纤。因为输入信号可以作为边带的种子注入,所以用较短长度就可以观察到感应的调制不稳定性。例如,通过向耦合器的一个纤芯中入射具有适当相对相位的弱信号,可以用感应的调制不稳定性来控制入射进另一个纤芯中的强泵浦光的开关[19]。

2.3　超短脉冲传输

因为基于光纤耦合器的全光开关需要高功率,所以实际应用中常用光脉冲。对于短脉冲,耦合模方程中的 GVD 项对开关特性有显著影响,必须将其包括在内[36~65]。本节将首先通过数值求解耦合模方程来考虑超短光脉冲在光纤耦合器中的传输,然后用变分法获得更多的物理图像,最后将高阶色散和非线性效应包括在内。

2.3.1　光脉冲的非线性开关

为讨论脉冲开关,用孤子单位(见本书原理篇 5.3 节[11])来归一化方程(2.2.16)和方程(2.2.17)是很有用的,将这一对耦合非线性薛定谔方程重写为:

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}-\frac{s}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2u+Kv=0 \tag{2.3.1}$$

$$i\frac{\partial v}{\partial \xi}-\frac{s}{2}\frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2}+|v|^2v+Ku=0 \tag{2.3.2}$$

式中,$s=\mathrm{sgn}(\beta_2)=\pm 1$,$K=\kappa L_D$,已引入以下归一化变量:

$$\xi=z/L_D \quad \tau=T/T_0 \quad u=(\gamma L_D)^{1/2}A_1 \quad v=(\gamma L_D)^{1/2}A_2 \tag{2.3.3}$$

这里,$L_D=T_0^2/|\beta_2|$ 是色散长度,T_0 是脉冲宽度。对于 $K=0$,方程(2.3.1)和方程(2.3.2)简化为两个解耦合的 NLS 方程。

耦合 NLS 方程(2.3.1)和方程(2.3.2)通常没有解析解,用本书原理篇 2.4 节中的分步傅里叶法可以求出其数值解[11]。开关特性取决于光脉冲在光纤中传输时是经历正常 GVD 还是反常 GVD。早在 1988 年,数值模拟就预言了反常 GVD 情形下形成的孤子在纤芯间以整个脉冲形式被开关,这与连续波情形下的结果类似[36]。相反,如果脉冲短到足以使色散长度 L_D 与耦合长度 L_c 相当,则在正常 GVD 区开关效应消失[38]。事实上,孤子开关要比通过相对较宽的脉冲实现的准连续波开关有优越性。

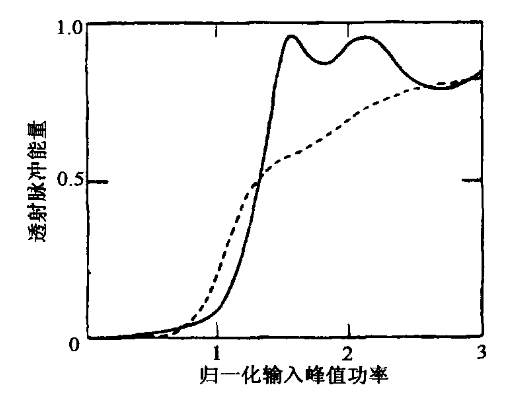


图 2.7　脉冲透射能量随 $p=P_0/P_c$ 的变化曲线[36]

图 2.7 比较了光纤耦合器在以上两种情形下的开关特性,实线对应孤子情形,虚线对应准连续脉冲情形,耦合器长度 $L=L_c$。这些数值结果通过解方程(2.3.1)和方程(2.3.2)获得,初始条件为

$$u(0,\tau)=N\mathrm{sech}(\tau),\qquad v(0,\tau)=0 \tag{2.3.4}$$

幅值 N 与输入脉冲的峰值功率 P_0 有关，$N^2=\gamma L_D P_0=4Kp$，其中 $p=P_0/P_c$ 是对连续波开关功率 P_c 的归一化。如果选择 $K=1/4$，则 $p=1$ 时 $N=1$，也就是说 $P_0=P_c$ 时，输入脉冲以基阶孤子的形式传输。孤子入射时透射脉冲能量的变化在图 2.7 中用实线绘出，对应的 p 的取值为 0 至 3，$p=1$ 附近的孤子开关特性几乎与连续波的相同（与图 2.3 比较）。因为孤子开关产生的条件是 $L=L_c\approx L_D$，对于 1 m 长的光纤耦合器，输入脉冲的宽度和峰值功率分别约为 0.1 ps 和 1 kW。因为涉及相对较短的传输距离，所以高阶色散效应对开关特性没有很大的影响，除非脉宽远小于 100 fs。

开关所需的 N 的确切值取决于方程(2.3.1)和方程(2.3.2)中参量 K 的选取。例如，当 $K=1$ 时，因为 $N^2=4Kp$，只有 $N=2$ 时才有 $p=1$。这种条件下的开关特性如图 2.8 所示，图中给出 $N=1$[见图 2.8(a)]和 2[见图 2.8(b)]时，$|u|^2$ 和 $|v|^2$ 沿耦合器长度方向上的演化。因为基阶孤子的峰值功率低于开关阈值，在距离 $\xi=\pi/2$ 处大部分功率转移到邻近的纤芯中。相反，因为对二阶孤子 $p=1$，所以二阶孤子功率的大部分保留在其最初入射的纤芯内。与图 2.7 中的结果比较，在 $p<1$ 时出现开关阈值。其原因可以理解如下：二阶孤子开始时被压缩，产生高的峰值功率。事实上，脉冲被压缩到足以使 N 值在输出端接近 1。重要的一点是整个脉冲从一个纤芯转移到另一个纤芯中。在没有孤子效应时，因为只有脉冲中央部分的强度可以产生开关效应，脉冲发生严重畸变。从物理意义上讲，这种行为与基阶孤子在整个脉冲宽度上具有同相位的事实有关，尽管存在 SPM 效应。一个弱脉冲由另一个输入端口入射，也能强制孤子在两个输出端口间开关[39]。人们也提出了用非对称光纤耦合器来实现全光超快逻辑门[40]。

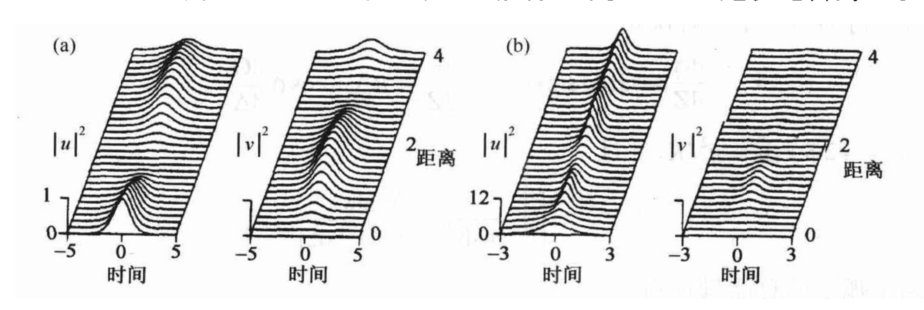


图 2.8　输入脉冲由一个纤芯入射时，脉冲强度在光纤耦合器两个纤芯中的演化[36]

2.3.2　变分法

孤子的类质点开关特性提示，可以用基于哈密顿公式或拉格朗日公式的经典力学方法来研究光脉冲开关。这种方法提供了相当丰富的物理图像[42~47]。1990 年，首次使用变分法来求方程(2.3.1)和方程(2.3.2)的近似解[43]，其中假设无论孤子振幅如何变化，其宽度总保持恒定不变。正如在本书原理篇第 5 章中讨论过的[11]，当孤子绝热地演化时，其宽度和振幅成反比关系。本节讨论绝热的情形[45]。

方程(2.3.1)和方程(2.3.2)可由下面的欧拉–拉格朗日方程推导出：

$$\frac{\partial}{\partial\xi}\left(\frac{\partial\mathscr{L}_d}{\partial q_\xi}\right)+\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\frac{\partial\mathscr{L}_d}{\partial q_\tau}\right)-\frac{\partial\mathscr{L}_d}{\partial q}=0 \tag{2.3.5}$$

式中，q 代表 u，u^*，v 或 v^*；下标 τ 和 ξ 代表对相应的变量求微分；拉格朗日密度 $\mathscr{L}_d$ 为[43]

$$\mathscr{L}_d = \frac{i}{2}(u^* u_\xi - u u_\xi^*) + \frac{1}{2}(|u|^4 - |u_\tau|^2) + \frac{i}{2}(v^* v_\xi - v v_\xi^*) + \frac{1}{2}(|v|^4 - |v_\tau|^2) + K(u^* v + u v^*) \tag{2.3.6}$$

变分法分析的关键步骤包括选择一个具有合适函数形式的解。对于绝热演化的情形,期望孤子保持其"双曲正割"形状,虽然其振幅、宽度和相位能改变。假设

$$u(\xi,\tau) = \eta_1 \operatorname{sech}(\eta_1 \tau) e^{i\phi_1} \qquad v(\xi,\tau) = \eta_2 \operatorname{sech}(\eta_2 \tau) e^{i\phi_2} \tag{2.3.7}$$

式中,η_j 和ϕ_j 分别是在耦合器第j 个纤芯中传输的孤子的振幅和相位。假设 η_j 和ϕ_j 都随ξ变化。正如所料,孤子的宽度也随振幅而变。注意,以上假设了两个纤芯中的孤子都保持无啁啾,但一般而言,应当将啁啾变化包括在内[57]。

下一步是用$\mathscr{L} = \int_{-\infty}^{\infty} \mathscr{L}_d \mathrm{d}\tau$ 对拉格朗日密度在τ 上积分,结果为

$$\mathscr{L} = \frac{1}{3}(\eta_1^3 + \eta_2^3) - 2\eta_1 \frac{\mathrm{d}\phi_1}{\mathrm{d}\xi} - 2\eta_2 \frac{\mathrm{d}\phi_2}{\mathrm{d}\xi} + K\eta_1\eta_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{sech}(\eta_1\tau)\operatorname{sech}(\eta_2\tau)\,\mathrm{d}\tau \tag{2.3.8}$$

在欧拉–拉格朗日方程中应用式(2.3.8),可得到 4 个关于 η_j 和ϕ_j($j = 1,2$)的常微分方程。注意,$\eta_1 + \eta_2 \equiv 2\eta$ 是一个运动常量,因此这些方程可以简化。此外,因为$\mathscr{L}$仅取决于相对相位差$\phi = \phi_1 - \phi_2$,总相位$\phi_1 + \phi_2$ 变得无关紧要。引入一个新的动态变量

$$\Delta = (\eta_1 - \eta_2)/(\eta_1 + \eta_2) \qquad |\Delta| \leqslant 1 \tag{2.3.9}$$

开关的动力学行为由以下方程决定:

$$\frac{\mathrm{d}\Delta}{\mathrm{d}Z} = G(\Delta)\sin\phi \qquad \frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}Z} = \mu\Delta + \cos\phi \frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}\Delta} \tag{2.3.10}$$

式中,$Z = 2K\xi \equiv 2\kappa z$,$\mu = \eta^2/K$,并且

$$G(\Delta) = \int_0^{\infty} \frac{(1-\Delta^2)\mathrm{d}x}{\cosh^2 x + \sinh^2(x\Delta)} \tag{2.3.11}$$

参量 η 与两个孤子的总能量Q 有关,

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} (|u|^2 + |v|^2)\mathrm{d}\tau = 2(\eta_1 + \eta_2) \equiv 4\eta \tag{2.3.12}$$

注意,方程(2.3.10)可由哈密顿量

$$H(\Delta,\phi) = -\tfrac{1}{2}\mu\Delta^2 - G(\Delta)\cos\phi \tag{2.3.13}$$

导出,它们很容易积分。结果,ϕ和Δ可以作为虚质点的广义坐标和广义动量对待。这一类比使得可以在Δ-ϕ相平面内描述孤子开关的动力学行为,其定性行为取决于参量μ。为理解孤子开关,首先通过设z导数为零来找出方程(2.3.10)的不动点。当$\Delta = 0$且$\phi = 0$或π时,可以确定两个不动点。因为$\Delta = 0$时两个孤子的能量相同,这些不动点对应着前面连续波情形下的奇偶超模。

方程(2.3.10)的另外两个不动点对应孤子被限制在一个纤芯中的情形,并且为

$$\Delta = \pm 1 \qquad \cos\phi = 2\mu/\pi \tag{2.3.14}$$

这两个不动点仅当$\mu < \pi/2$时才存在,并且总不稳定。对于$\mu > \pi/2$,可以出现两个新的不动点,此时有$\sin\phi = 0$,而且Δ可由$\mu\Delta = -(\mathrm{d}G/\mathrm{d}\Delta)$的隐含关系得出。在$\Delta$具有较小值的限制下,

式(2.3.11)中的积分可以解析求出，近似为

$$G(\Delta) \approx (1-\Delta^2)(1-\alpha\Delta^2) \tag{2.3.15}$$

式中，$\alpha=(\pi^2/6-1)/3\approx0.215$。当$\mu>\mu_c=2(1+\alpha)\approx2.43$时，这些不动点消失。在这一区域，偶超模不动点也不稳定。

图 2.9 给出了三个不同区域中的相空间轨迹，不同的轨迹对应着光纤耦合器输入端的不同入射条件。考虑单个孤子入射到某一个纤芯中的情形，此时 $\eta_2(0)=0$ 或 $\Delta(0)=1$。这样，参量 μ 与入射孤子的峰值功率 P_0 有关，$\mu=P_0/P_c$，其中 P_c 是前面引入的连续波的临界功率。只要 $\mu<\pi/2$，孤子就会表现出与低功率连续波同样的行为。更特别地，它的能量将在两纤芯间周期性地振荡。

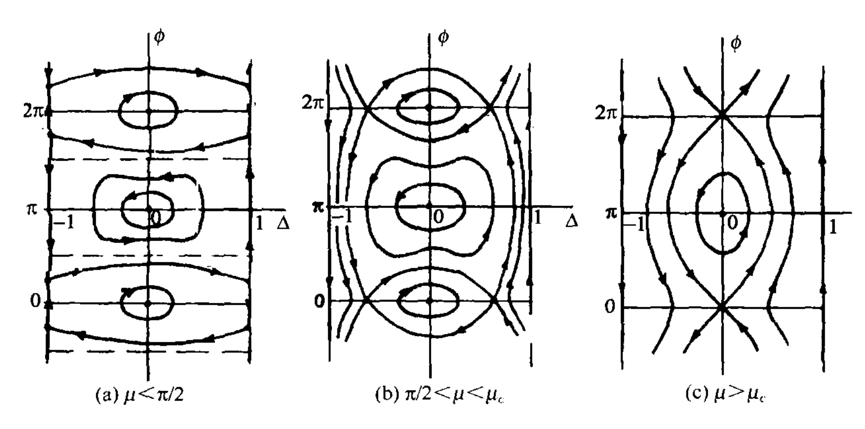


图 2.9　三个不同区域的相空间轨迹[45]

因为大部分孤子能量保留在初始入射的纤芯内，所以非线性开关发生在 $\pi/2<\mu<\mu_c$ 的区域。这个特性与前面讨论过的连续波开关相同，不同之处是所需峰值功率 P_0 增大到 $\pi/2$ 倍。这一增加并不意外，因为即使是孤子的低功率的两翼，也与孤子中心部分作为一个整体而被开关。最后，当$\mu>\mu_c$时，孤子能量在位于 $\Delta=0$ 和$\phi=\pi$(奇超模)的稳定点附近振荡，这种情况下的非线性开关是不完全的。需要注意的一个要点是，通过对孤子能量的适当控制，实现孤子的整个脉冲开关是可行的。

如果假设无论孤子振幅如何变化，其宽度都保持不变，则孤子的类似于连续波开关的特性就表现得更清楚；式(2.3.7)替换为[43]

$$u(\xi,\tau)=\eta_1\text{sech}(\tau)e^{i\phi_1} \qquad v(\xi,\tau)=\eta_2\text{sech}(\tau)e^{i\phi_2} \tag{2.3.16}$$

在这种形下，式(2.3.11)的积分可解析求出。因为这样可以知道 $G(\Delta)$，方程(2.3.10)是闭合可积的，结果可以用椭圆函数表示。利用 $\eta_j^2=\gamma L_D P_j\,(j=1,2)$ 引入峰值功率 P_1 和 P_2，可发现 P_1 沿耦合器长度变化，即

$$P_1(z)=\tfrac{1}{2}P_0[1+\text{cn}(2\kappa z|m)] \tag{2.3.17}$$

式中，雅可比椭圆函数的模数为 $m=(2P_0/3P_c)^2$，其中 P_c 为连续波入射时的临界功率。除了临界开关功率大了 3/2 倍外，此解与连续波的情形相同。这个值与前面使用方程(2.3.10)预测的增强因子 $\pi/2$ 近似。变分法分析还预测到了在 $m=1/2$ 处的对称破缺分叉，在该值处两纤芯中有相同峰值功率的对称解变得不稳定，并被非对称解所代替[43]。

基于式(2.3.7)的变分法分析假设了孤子保持无啁啾。当脉宽和啁啾都允许沿耦合器长度演化时,可以获得更精确的结果[57]。通过方程(2.1.14)和方程(2.1.15)中包含的 XPM 项,变分法已用于研究 XPM 对孤子开关的影响[46]。对于光纤耦合器,当 XPM 参量 σ 的取值较小时,正如在式(2.2.7)中看到的,XPM 将使临界功率增加;当 σ 接近 1 时,XPM 将显著改变耦合器的开关特性;在 $\sigma=1$ 的极限条件下,方程(2.1.14)和方程(2.1.15)用逆散射法是可积的[66]。

2.3.3 耦合器配对孤子

研究定向耦合器中非线性效应的另一种方法是寻找孤子对,尽管两个纤芯靠近时会诱发耦合,但这样的孤子对仍能保持振幅和宽度不变地在耦合器中传输。除两个孤子的耦合是线性的外,这种孤子对与本书原理篇第 7 章中讨论过的 XPM 配对孤子类似[11]。在不同的条件下已经获得了方程(2.3.1)和方程(2.3.2)的几个解析解[48~51]。需要强调的是,严格地讲,这种解代表的不是孤子,而是孤立波,因为方程(2.3.1)和方程(2.3.2)用逆散射法是不可积的。

通过假设解具有如下形式,可以得到方程(2.3.1)和方程(2.3.2)的形状可保持解[49]:

$$u(\xi,\tau)=U(\tau)e^{iq\xi}\qquad v(\xi,\tau)=V(\tau)e^{iq\xi}\tag{2.3.18}$$

式中,q 是常数,代表波数的改变(相对 β 值)。振幅 U 和 V 与ξ无关,并决定了代表孤子对的两个脉冲的形状。将式(2.3.18)代入方程(2.3.1)和方程(2.3.2)中,可发现 U 和 V 满足下面两个耦合常微分方程:

$$\frac{1}{2}\frac{d^2U}{d\tau^2}+U^3+KV-qU=0\tag{2.3.19}$$

$$\frac{1}{2}\frac{d^2V}{d\tau^2}+V^3+KU-qV=0\tag{2.3.20}$$

通过选择 $s=-1$,GVD 为反常的。

当 $V=\pm U$ 时,方程(2.3.19)和方程(2.3.20)有解析解,因为它们简化为单个方程。所得的两个解为

$$U(\tau)=V(\tau)=\sqrt{2(q-K)}\,\mathrm{sech}[\sqrt{2(q-K)}\tau]\tag{2.3.21}$$

$$U(\tau)=-V(\tau)=\sqrt{2(q+K)}\,\mathrm{sech}[\sqrt{2(q+K)}\tau]\tag{2.3.22}$$

式(2.3.21)给出的解代表对称态,且仅在 $q>K$ 时存在;式(2.3.22)给出的解代表反对称态,对所有 $q>-K$ 均存在。这两个解对应着 2.1.2 节中引入的奇偶超模。这两种情形下,两个纤芯中传输的脉冲几乎是一样的,唯一不同之处是偶超模是同相的($U=V$),而奇超模是反相的($U=-V$)。由式(2.3.12)可计算出两个孤子的总能量为 $Q(K)=4\sqrt{2(q\pm K)}$,其中负号对应对称态。

对称态和反对称态表示光纤耦合器的两个纤芯中具有相等脉冲能量的孤子对。视孤子对的总能量 Q 而定,方程(2.3.19)和方程(2.3.20)也有两个纤芯中脉冲能量不等的非对称解,用数值方法已经发现了这种解的脉冲形状。图 2.10(a)给出了在 q-Q 相空间中可能的解[49,50],M 点标记的是对称态分叉并导致具有不同振幅的孤子对(A 型分支)的位置($q/K=5/3$);N 点标记的是反对称态分叉通向 B 型分支的位置($q/K=1$)。B 型分支上的孤子的新特征是,其形状可能相当复杂且含多个驼峰。图 2.10(b)给出了一例 B 型分支上的孤子对的形状。

对 2.2.4 节中的调制稳定性分析做适当延伸后可用来检验孤子对的稳定性。在这种方法中,以下面的形式对孤子态进行微扰:

$$u(\xi,\tau)=[U(\tau)+a_1(\xi,\tau)]e^{iq\xi} \qquad v(\xi,\tau)=[V(\tau)+a_2(\xi,\tau)]e^{iq\xi} \tag{2.3.23}$$

式中,微扰 a_1 和 a_2 随ξ和 τ 而变。如果微扰随ξ指数增长,则对应的孤子对是不稳定的。稳定性分析的结果在图 2.10 中用虚线表示,并能够总结如下[50]:在图 2.10 中,对称态直到分叉点 M 一直是稳定的,但在此点后变得不稳定;对于 $q/K>-0.6$,反对称态是不稳定的。非对称解在 B 型分支上总是不稳定的,只有斜率 $\mathrm{d}Q/\mathrm{d}q>0$ 时非对称解在 A 型分支上才是稳定的。除在分叉点 M 附近的小区域($5/3<q/K<1.85$)斜率为负外,非对称解在 A 型分支上是稳定的。A 型分支上这一小范围不稳定区域的存在,意味着发生在 M 点的对称破缺分叉是次临界的,并导致脉冲能量 Q 的磁滞现象(热力学上的一阶相变)。应当强调的是,图 2.10 中解的不稳定性仅仅表明相应的孤子对不能保持形状、宽度或振幅无变化地传输。换句话说,图 2.10 中的实线类似于连续波或变分法分析中的稳定不动点。

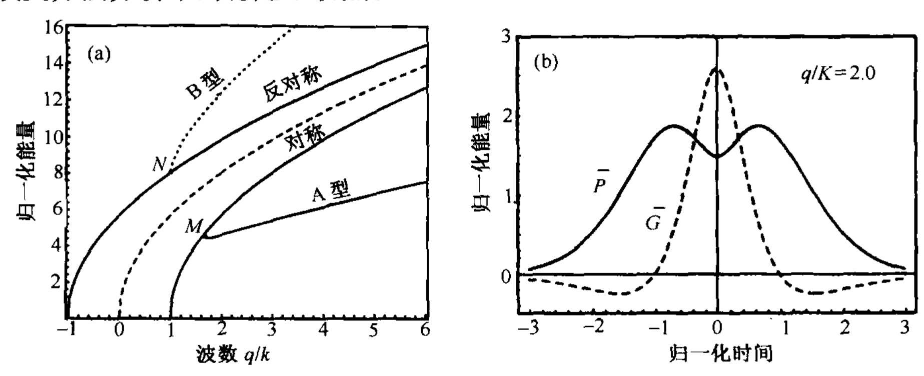


图 2.10 (a) 能保持形状不变地沿光纤耦合器传输的孤子对的能量和波数;(b) B 型分支非对称孤子对[49,50]

当光纤耦合器输入端口的入射条件不能对应一个稳定孤子对时,可以用数值模拟方法研究传输的动力学行为[51]。结果表明,如果输入参量值偏离图 2.10 中的稳定点不太远,则孤子将在稳定态附近振荡,同时通过连续辐射损耗一部分能量。在这种情形下要慎用变分法分析,因为这种方法先验地假设脉冲有固定的"双曲正割"形状且没考虑辐射能量损耗。对短耦合器来说,这样的损耗相对较小,但当 $L\gg L_c$ 时必须考虑损耗的影响。

对于正常色散的情形,在方程(2.3.1)和方程(2.3.2)中应选择 $s=1$。正如在本书原理篇 5.3 节中讨论过的[11],无耦合时,在每一纤芯中 NLS 方程支持暗孤子,因此读者可能会问,耦合 NLS 方程是否有暗孤子对形式的解?事实的确如此。从数学意义上讲,可遵循前面采用的相同步骤,并假设有式(2.3.18)给出的形式的解。除了二阶导数项的符号改变外,所得到的关于 U 和 V 的方程与方程(2.3.19)和方程(2.3.20)完全一样。这两个方程有如下的对称和反对称暗孤子对[56]:

$$U(\tau)=V(\tau)=\sqrt{q-K}\tanh(\sqrt{q-K}\,\tau) \tag{2.3.24}$$

$$U(\tau)=-V(\tau)=\sqrt{q+K}\tanh(\sqrt{q+K}\,\tau) \tag{2.3.25}$$

在对称分支的分叉点后,也存在非对称暗孤子对,但其特性与亮孤子对有很大不同。

2.3.4 高阶效应

对于超短脉冲的情形,必须考虑几个高阶效应。例如,2.1.3 节中讨论的与耦合系数κ的频率相关性有关的模间色散,对于飞秒脉冲来说就不能忽略。另外,对于飞秒脉冲,三阶色散、自变陡和脉冲内喇曼散射也应包括在内[11]。

首先考虑模间色散对非线性开关的影响[64]。如果通过参量κ_1将κ的频率相关性(到一阶)考虑在内,则耦合模方程(2.3.1)和方程(2.3.2)就会包含一个附加项,变为

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}-\frac{s}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2u+Kv+iK_1\frac{\partial u}{\partial \tau}=0 \tag{2.3.26}$$

$$i\frac{\partial v}{\partial \xi}-\frac{s}{2}\frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2}+|v|^2v+Ku+iK_1\frac{\partial v}{\partial \tau}=0 \tag{2.3.27}$$

式中,$K_1=\kappa_1 L_D/T_0$是模间色散的量度。

数值模拟能用来研究K_1项是如何影响非线性耦合器中的开关过程的。正如前面讨论过的,当$K_1=0$时,能将基阶孤子开关到长度为$L_c=(\pi/2)L_D$的光纤耦合器的交叉端口,同时保持孤子形状不变。模间色散的出现会影响这一行为,使只有部分脉冲能量被转移到交叉端口。当$|K_1|$的值大于2时,图2.11(a)显示只有一半的输入峰值功率被转移到交叉端口。对于几个不同的K_1值,图2.11(b)给出了模间色散对非线性开关的影响。对相对小的K_1值,当输入峰值功率接近P_c时,能形成类阶跃函数的开关效应,这恰好与$K_1=0$时2.3.1节中的预测一致。然而,当$|K_1|$超过0.5并接近1时,这样陡的开关特性就会遭到破坏。当$|K_1|>1.5$时就发生了不同的定性行为,因为在相对低的输入功率下两个纤芯中的峰值功率相等,这一行为与大模间色散条件下输入脉冲分裂成两个超模有关[64]。

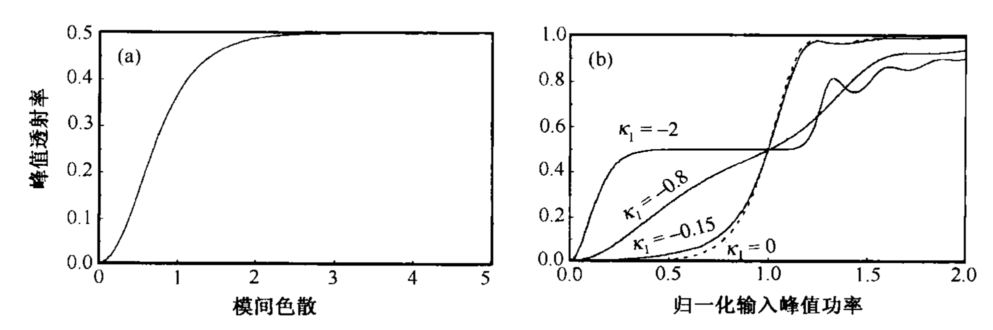


图2.11　耦合器反常色散区的输出/输入峰值功率比与模间色散、输入峰值功率的关系[64]

现在集中讨论对飞秒脉冲变得比较重要的三阶色散、脉冲内喇曼散射和自变陡效应。在通常情况下,两耦合模方程(2.1.31)和方程(2.1.32)被以下方程代替:

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_1}{\partial z}+\kappa_1\frac{\partial A_2}{\partial T}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2}-\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A_1}{\partial T^3}=i\kappa A_2+\\ i\gamma\left(1+\frac{i}{\omega_0}\frac{\partial}{\partial T}\right)\left[A_1(z,T)\int_0^\infty R(t')|A_1(z,T-t')|^2\mathrm{d}t'\right]\end{aligned} \tag{2.3.28}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_2}{\partial z}+\kappa_1\frac{\partial A_1}{\partial T}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2}-\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A_2}{\partial T^3}=i\kappa A_1+\\ i\gamma\left(1+\frac{i}{\omega_0}\frac{\partial}{\partial T}\right)\left[A_2(z,T)\int_0^\infty R(t')|A_2(z,T-t')|^2\mathrm{d}t'\right]\end{aligned} \tag{2.3.29}$$

非线性响应函数具有一般形式[11]

$$R(t)=(1-f_R)\delta(t)+f_R h_R(t) \tag{2.3.30}$$

式中,第一项代表电子贡献,$h_R(t)$是喇曼响应函数,$f_R\approx0.18$代表喇曼的小数贡献[67]。喇曼效

应常常通过一个简单的模型包括在内,其中 $h_R(t)$采用下面的形式[68]：

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp(-t/\tau_2)\sin(t/\tau_1) \tag{2.3.31}$$

式中,τ_1 和 τ_2 是两个可调参量,为更好地与实际的喇曼增益谱相吻合,可选取 $\tau_1 = 12.2$ fs,$\tau_2 = 32$ fs。

为研究高阶项对耦合器性能的影响,已对方程(2.3.28)至方程(2.3.31)做了数值求解[65]。结果显示,高阶项的影响取决于无量纲参量κL_D 的大小,κL_D 表示色散长度 L_D 与耦合长度之比。当$\kappa L_D \gg 1$ 时,色散效应起很小的作用;相反,当$\kappa L_D < 1$ 时,色散效应变得非常重要,但耦合器表现出良好的开关特性。对于κL_D 约为 10 的中间区域,开关脉冲易受高阶效应的损害,明显发生畸变。畸变的程度取决于脉冲是经历正常还是反常 GVD 区。当高斯脉冲以峰值功率 $P_0 \approx 2P_c$ 入射时,对长为 $L = L_c = \pi/(2\kappa)$的耦合器开关脉冲的时域分布如图 2.12 中的实线所示(左右两组图分别对应正常和反常 GVD 区),其中κL_D 在 0.5 ~ 1000 范围内取值,分别为(a) 0.5,(b) 20,(c) 200 和(d) 1000。为便于比较,用虚线给出了忽略高阶效应时预期的强度分布,显然,当κL_D 大于 100 时高阶效应几乎不起作用。图中还用点线和点虚线给出了以 $P_0 \approx 2P_c$ 的峰值功率入射的高斯脉冲的情形。

图 2.12 中的几个特征值得注意。第一,当 $\beta_2 < 0$ 且$\kappa L_D = 0.5$ 时,输出脉冲相对较窄且有明显延迟。这些变化与孤子形成和将脉冲频谱移向更长波长的脉冲内喇曼散射有关[11]。第二,对于$\kappa L_D = 20$,输出脉冲产生畸变,并呈现出与孤子分裂有关的多峰结构。第三,对于正常 GVD 区的情形($\beta_2 > 0$),脉冲不能形成孤子,并且当$\kappa L_D < 1$ 时被大大展宽;尽管当$\kappa L_D \gg 1$ 时展宽不会发生,但脉冲严重畸变。

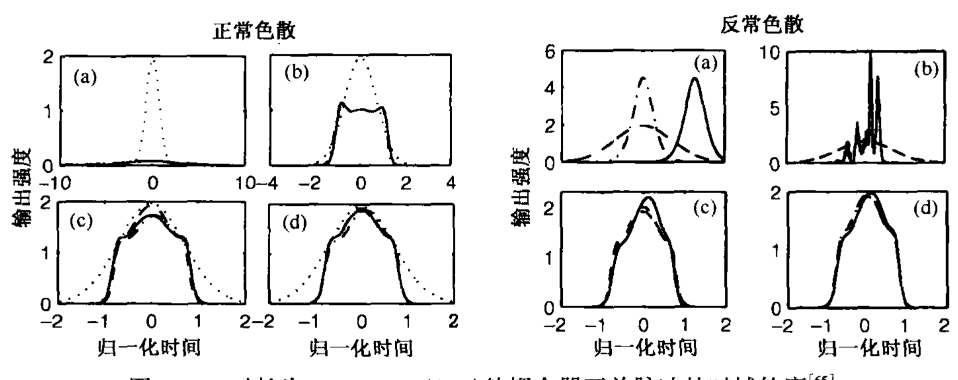


图 2.12　对长为 $L = L_c = \pi/(2\kappa)$的耦合器开关脉冲的时域轮廓[65]

2.4　其他类型的耦合器

迄今为止,非线性效应的讨论一直围绕着纤芯完全相同的对称光纤耦合器进行。有几种不同的方法能让两个纤芯变得不同,比如纤芯可以有不同的形状或尺寸,这种情形已经在 2.1 节中讨论过,但忽略了非线性效应。非对称耦合器中的非线性现象可导致新的效应。当纤芯有不同的色散特性时(正常或反常),就会发生一个有趣的现象。通过有选择地掺杂和泵浦也可使纤芯不同。非对称耦合器的一个例子是,将其中一个纤芯掺杂铒离子并通过外部泵浦提供增益;另一个例子是,将布拉格光栅集成在一个或两个纤芯中,这样的装置称为光栅辅助定向耦合

器(grating-assisted directional couplers)。本节将考虑基本耦合器设计的几种推广,并讨论它们的实际应用。

2.4.1 非对称耦合器

采用不同纤芯的非对称耦合器中的非线性效应也引起很大关注[69~75]。在纤芯尺寸不同的定向耦合器中能产生几种新的效应。从数学意义上讲,用方程(2.1.9)和方程(2.1.10)来处理这类问题。若采用孤子单位,则这两个方程变为

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2u+Kv+d_pu=0 \tag{2.4.1}$$

$$i\frac{\partial v}{\partial \xi}+id_g\frac{\partial u}{\partial \tau}+\frac{d_2}{2}\frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2}+d_n|v|^2v+Ku-d_pu=0 \tag{2.4.2}$$

式中,用到了式(2.3.3)中定义的归一化变量,假设第一个纤芯中的 GVD 是反常的($\beta_{21}<0$),并引入以下 4 个与耦合器的非对称特性有关的参量:

$$d_p=\delta_a L_D \quad d_g=(\beta_{12}-\beta_{11})L_D/T_0 \quad d_2=\beta_{22}/\beta_{21} \quad d_n=\gamma_2/\gamma_1 \tag{2.4.3}$$

从物理意义上讲,d_p 和 d_g 分别代表相位失配和群速度失配,而 d_2 和 d_n 分别表示色散特性和有效模场面积的差异。如果第二个纤芯中的 GVD 是正常的,则参量 d_2 为负值。

耦合 NLS 方程中出现的 4 个新参量使非对称耦合器的分析变得很复杂。波导色散对 GVD 的贡献取决于纤芯尺寸,这导致了 GVD 参量值的差异。如果工作波长接近光纤零色散波长,则纤芯形状和尺寸的微小改变都能引起足够大的色散变化,甚至两纤芯中的 GVD 特性(正常或反常)也可能不同;相反,如果工作波长远离零色散波长,则两纤芯中的 GVD 参量值近乎相同。考虑后一种情形,并假设两纤芯足够相似,从而可以设方程(2.4.1)和方程(2.4.2)中的 $d_g=0$, $d_2=1$ 和 $d_n=1$,这样的耦合器的不对称性仅由两纤芯中相速度的不同引起。

可以用与前面同样的方法来找传输时无形状变化的稳定孤子对。把式(2.3.18)代入方程(2.4.1)和方程(2.4.2)中,可发现 U 和 V 满足下面两个常微分方程:

$$\frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}^2U}{\mathrm{d}\tau^2}+U^3+KV-(q-d_p)U=0 \tag{2.4.4}$$

$$\frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}^2V}{\mathrm{d}\tau^2}+V^3+KU-(q+d_p)V=0 \tag{2.4.5}$$

为求出 $U(\tau)$和 $V(\tau)$,必须数值求解这两个方程。假设是高斯脉冲,这样可以采用变分法[72]。q-Q 平面[见式(2.3.12)关于 Q 的定义]上的相位图在 $d_p\neq0$ 时与图 2.10 相比有很大不同。这不足为奇,因为非对称耦合器的所有解必须不对称,这样 $|U|\neq|V|$。然而,仍然可以找到使 U 和 V 有相同符号的解。因为两分量间的相对相位为零,所以这样的同相孤子对与对称态类似,当 $d_p>0$ 时有 $U>V$。类似地,如果 U 和 V 的符号相反,则可以得到与非对称态类似的反相孤子对。对于这样的孤子,当 $d_p>0$ 时有 $|V|>|U|$。在这两种情形下,随着 $|d_p|$变大,越来越多的能量被限制在一个纤芯内。在 $|d_p|$取较大值的条件下解方程(2.4.4)和方程(2.4.5),就能理解这个特性。如果色散和非线性项都可以忽略,则 q 能取以下两个值:

$$q=\pm\sqrt{d_p^2+K^2}\approx\pm d_p \tag{2.4.6}$$

对应这些 q 值的解满足

$$U\approx 2d_pV \qquad U\approx -V/(2d_p) \tag{2.4.7}$$

显然,对于较大的 d_p 值,几乎所有的能量都保留在耦合器的一个纤芯内。

当$|d_p|$超过临界值时[72]，可以找到方程(2.4.4)和方程(2.4.5)的第三个解。对于这个解，分量 U 和 V 有相反的符号，而且大部分能量被限制在其中一个分量之内。第三个解存在的$|d_p|$的确切范围取决于 K 和总能量 Q。实际上，视 Q 值的大小，对某些$|d_p|$值只有同相孤子对可能存在。当 Q 值足够大时，双稳行为也能发生。

对于同相孤子和反相孤子来说，其形状和能量有很大差别。方程(2.4.4)和方程(2.4.5)的数值解表明，就其振幅远离中心时按指数衰减而言，U 和 V 有相同符号的孤子对是定域的[72]；与此相反，U 和 V 有相反符号(反相孤子)的孤子对是离域的，其振幅是振荡的，而且即使远离中心也不减小为零。图 2.13 所示为 $Q=2$ 的这两种类型孤子对的一个例子，其中用虚线给出了基于变分法的高斯近似结果。

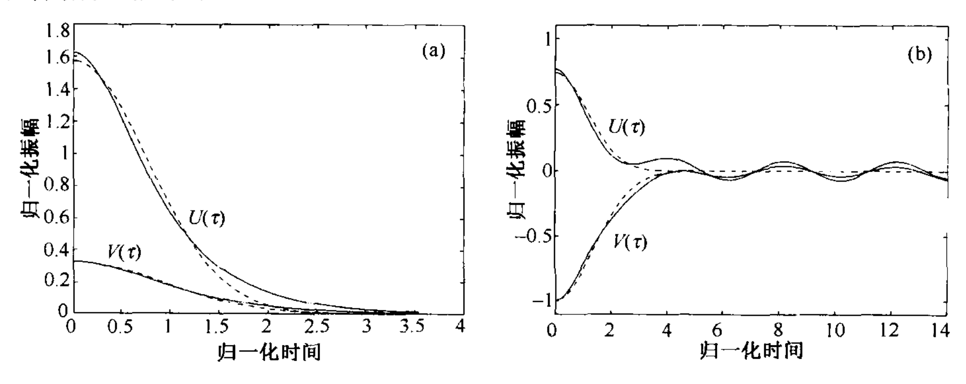


图 2.13　(a) 同相和(b) 反相孤子对的脉冲振幅[72]

两个纤芯间的 GVD 失配效应[由方程(2.4.1)和方程(2.42)中的参量 d_2 决定]更引人注意，特别是第二个纤芯中 GVD 为正值的情形[73]。最惊人的新特征是带隙孤子的存在，与在光纤布拉格光栅中发现的带隙孤子类似(见 1.6 节)，带隙孤子存在于非线性效应很弱时光不能传输的带隙区域内。此外，这样的亮孤子在具有正常 GVD 的纤芯中承载了大部分能量。孤子分量 U 和 V 的形状显示出远离脉冲中心按指数衰减的振荡拖尾。

2.4.2　有源耦合器

对于光纤耦合器来说，光纤损耗一般可以忽略。考虑到实际应用中的光纤很短(典型值为 $L<10$ m)，而且石英光纤的损耗较低，这种忽略是合理的。当耦合器的一个或两个纤芯都掺杂了稀土元素(比如铒)以后，情况会大不相同。当光波长接近原子的谐振频率时，掺杂纤芯将对光产生显著的吸收；或者，当从外部泵浦掺杂纤芯以提供增益时，传输信号将被放大(见第 4 章)。两个纤芯的泵浦功率可能不同，导致增益也不同，或者一个纤芯可能没有被泵浦。因为两个纤芯中的增益和损耗的差别，即使两纤芯的形状和尺寸相同，掺杂的耦合器也会表现出不对称性。这样的耦合器有时称为有源定向耦合器(active directional couplers)，有多种不同的应用[76~84]。

为理解这种器件的工作原理，可使用基于对称耦合器推导出的方程(2.3.1)和方程(2.3.2)，但要加一个额外的增益项[76]，方程可写为

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}-\frac{s}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2u+Kv=\frac{i}{2}g_1L_D\left(u+b\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}\right) \tag{2.4.8}$$

$$i\frac{\partial v}{\partial \xi}-\frac{s}{2}\frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2}+|v|^2v+Ku=\frac{i}{2}g_2L_D\left(v+b\frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2}\right) \tag{2.4.9}$$

式中，g_1 和 g_2 是增益系数，其大小取决于泵浦功率。参量 $b=(T_2/T_0)^2$ 表明增益带宽是有限的，它源于增益系数的频率相关性，增益系数可近似表示为 $\tilde{g}_j(\omega)=g_j(1-\omega^2T_2^2)$，其中 T_2 是掺杂物的偶极子弛豫时间，与增益带宽成反比(见第 4 章)。对于皮秒脉冲(宽度大于 5 ps)，其频谱足够窄，结果脉冲所有频率分量几乎具有同样的增益。对这样的脉冲，参量 b 可以设为零。在没有泵浦时，g_j 变为负值，代表掺杂引起的第 j 个纤芯中的损耗。

在准连续波情形下，涉及时间导数的两项可设为零，所得方程在低功率条件下有解析解，但研究非线性开关效应需要数值解[77]。当泵浦两纤芯以提供相等的增益时，开关阈值的降低是以牺牲开关质量为代价的。当一纤芯中的增益与另一纤芯中的损耗相当时，有源耦合器具有最佳性能。选择合适的器件参数，开关阈值能降到十分之一以下，同时保持开关具有陡峭的、类阶跃函数的响应。

通过在方程(2.4.8)和方程(2.4.9)中选取 $s=-1$(反常 GVD)，设 $g_1=g_2=g_0$ 和 $b=0$，并应用以下入射条件[76]，对有源光纤耦合器中的孤子开关进行数值研究：

$$u(0,\tau)=N\mathrm{sech}(\tau) \qquad v(0,\tau)=0 \tag{2.4.10}$$

图 2.14 显示了通过选择 $K=0.25$ 和 $g_0L_D=0.3$，使长为 $L=2\pi L_D$ 的耦合器产生放大，结果导致的皮秒脉冲开关性能的提高，其中实线和虚线分别对应两纤芯有相同增益和没有增益的情况。有几个特征值得注意：第一，开关阈值减小了大约一半；第二，开关很陡，脉冲相对较小的峰值功率变化就能使孤子从一个纤芯开关到另一个纤芯中；第三，因为耦合器提供了放大，开关对比度得到提高。事实上，开关脉冲比输入脉冲窄，减小因子的范围为 3～7，具体视输入峰值功率而定。对于飞秒脉冲，必须通过选择 $b\neq0$ 来包括增益色散效应。数值模拟表明，增益色散的主要影响是在不显著影响脉冲质量的情况下减小了总体开关效率。需要强调的是，当 $N\neq1$ 时，输入脉冲不再是基阶孤子，结果由于功率较低，开关伴随着在另一个纤芯中出现的色散辐射。

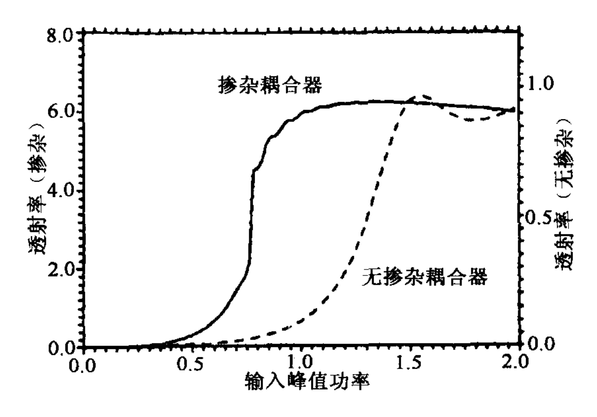


图 2.14 有源光纤耦合器的开关特性[76]

两纤芯有不同增益($g_1\neq g_2$)的非对称有源耦合器可以用来作为可饱和吸收体。考虑一个纤芯有泵浦提供增益，而另一个纤芯无掺杂或者无泵浦的情形。这时，低能量脉冲将转移到第二个纤芯中，而峰值功率超过开关阈值的高能量脉冲将被限制在有增益的纤芯中。这样的器件可作为可饱和吸收体使用，而且有多种应用。例如，谐振腔内的掺杂纤芯可以作为增益介质用于光纤激光器的被动锁模[79]。这一方案即使在正常 GVD 区也能起作用，而且通过掺杂(如掺钕)可在 1.3 μm 以下的频谱区产生皮秒脉冲序列[80]。该器件也可用来滤除孤子的噪声，因为噪声功率低，可以有选择地将其转移到有损耗的纤芯中[81]。该器件还能作为光放大器使用，其

增益取决于信号功率,低功率信号被衰减而高功率信号被放大[82]。需要强调的是,光纤耦合器中用来提供增益或损耗的掺杂物也有自己的可饱和非线性,并能对开关行为产生显著影响[78]。这个问题将在第 4 章中讨论。

2.4.3 光栅辅助耦合器

使用布拉格光栅来提高非对称耦合器的性能,形成了一类很重要的定向耦合器。这样的耦合器称为光栅辅助耦合器(grating-assisted couplers)[85~96],在平面波导领域已对其做了大量研究,其中光栅感应的一个波导厚度的变化将导致耦合系数的周期性调制。通过选择光栅周期,使模传输常数的失配等于光栅的波矢,即

$$\bar{\beta}_1-\bar{\beta}_2=\beta_g\equiv 2\pi/\Lambda \tag{2.4.11}$$

这个条件与单芯光纤中长周期光栅用于模式耦合的条件类似(见 1.7.1 节)。对光栅辅助耦合器来说,这样的长周期光栅耦合的是两条在空间上分开的波导所支持的模式(或者说是耦合波导的奇偶模式),并允许低功率光束在两条波导间的完全转移,尽管在无光栅时几乎没有功率交换发生。

对光纤耦合器来说,在大约 10 μm 的尺度上周期性地改变芯径是很困难的,为此通过调制纤芯的折射率来构造光栅。这种情形下纤芯间距无变化,耦合系数几乎保持不变。然而,这样的相位光栅十分有用。确实,几种可用于波分复用(WDM)的光栅辅助耦合器已被提出并加以分析[97~110],图 2.15 是这种耦合器的一个例子[102]。长周期和短周期光栅都可应用于光栅辅助耦合器。在 1992 年的一个实验中,将一个石英号角天线激发的声波耦合到一个非对称双芯光纤耦合器的前向传输的简正模中[97]。这种器件可用在与 WDM 和信号处理有关的应用中。声波或者固定的机械光栅感应的周期性微弯曲也能用来感应模式耦合[98]。

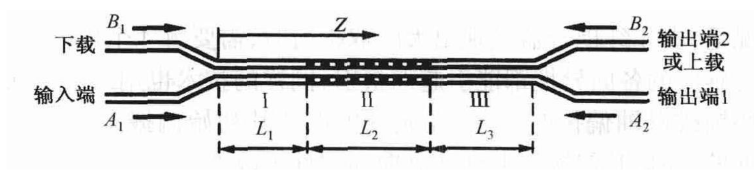


图 2.15　光栅辅助光纤耦合器的示意图[102]

将短周期布拉格光栅制作在光纤耦合器的一个纤芯内,可用来作为插分 WDM 滤波器[100]。如果输入信号的波长落在阻带内,那么这样的光栅就能产生后向传输波。当一个多信道 WDM 信号由无光栅的一个纤芯入射并转移到第二个纤芯中时,光栅将有选择地将一个特定的信道反射回去;反射信道出现在第二个纤芯的输入端,而其余信道出现在该纤芯的输出端。通过从无光栅的纤芯的输出端口入射,可使同样特定波长的信号被上载。可以通过式(2.4.11)来设置光栅的周期,但因为下载的信道后向传输,式中的减号要变成加号。在两纤芯间的耦合区制作布拉格光栅允许同样的插分功能[101]。

两纤芯内都含有内置布拉格光栅的光纤耦合器也能用于插分信道。在这种情形下,两纤芯中都能产生前向和后向传输波。用 B_1 和 B_2 来表示后向波并忽略 GVD,该器件的工作由下面的 4 个耦合模方程决定[102]:

$$\frac{dA_1}{dz}=i\delta_1A_1+i\kappa_{g1}B_1+i\kappa_{12}A_2+i\gamma_1(|A_1|^2+2|B_1|^2)A_1 \tag{2.4.12}$$

$$-\frac{dB_1}{dz}=i\delta_1B_1+i\kappa_{g1}A_1+i\kappa_{12}B_2+i\gamma_1(|B_1|^2+2|A_1|^2)B_1 \tag{2.4.13}$$

$$\frac{dA_2}{dz} = i\delta_2 A_2 + i\kappa_{g2} B_2 + i\kappa_{21} A_1 + i\gamma_2(|A_2|^2 + 2|B_2|^2)A_2 \tag{2.4.14}$$

$$-\frac{dB_2}{dz} = i\delta_2 B_2 + i\kappa_{g2} A_2 + i\kappa_{21} B_1 + i\gamma_2(|B_2|^2 + 2|A_2|^2)B_2 \tag{2.4.15}$$

式中,κ_{g1}和κ_{g2}是两个光栅的耦合系数,如果需要可设计为不同值;参量 δ_1 和 δ_2 代表布拉格和模传输常数间的失谐量[107]。正如在方程(2.1.9)和方程(2.1.10)中的做法,通过加入一阶和二阶时间导数项,这 4 个方程很容易推广到包含光纤色散的情形。

只有在两个光栅相同且低功率连续波入射的条件下(此时可设$\kappa_{g1} = \kappa_{g2}$和 $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$),方程(2.4.12)至方程(2.4.15)才有解析解;结果证实这种器件能实现插分功能[102]。一般情况下光栅是不同的,只占耦合区的一部分,并且可以是不均匀的(比如切趾光栅),这时需要数值解来优化这种插分复用器的性能[107]。当一个宽带 WDM 信号入射到长度为 $L = L_c$ 的耦合器的一个纤芯中时,波长落在光栅阻带内的信道被反射回去,并出现在第二个纤芯的没有使用的输入端口,而其余信道出现在输出端口。已经制造出这样的光栅辅助光纤耦合器,它具有损耗低、插分效率高(大于 90%)的优点[104]。

可以通过数值解方程(2.4.12)至方程(2.4.15)来研究非线性效应。与光栅辅助同向耦合器的情形类似[91],强度相关的布拉格频移能影响下载信道。结果,该器件可作为非线性开关,只有当相应信道的功率超过一定值时,它才能被下载。短光脉冲的传输也能引起一些有趣的非线性现象,因为这样的光栅辅助耦合器的每一个纤芯都支持布拉格孤子,但是两纤芯靠近时这些孤子会发生耦合。

2.4.4 双折射耦合器

另外一种情况是,当光纤耦合器呈现出大的双折射时,需要解 4 个耦合模方程。实际上,由椭圆纤芯或者应力感应的各向异性都能引起双折射,同样的技术也用来制作保偏光纤。只有当光沿保偏光纤的快轴或慢轴偏振时,才能在光纤中保持其初始偏振态不变。当入射光相对快(慢)轴成某一角度偏振时,其偏振态沿纤芯纵向周期性地改变。

双折射光纤耦合器的数学描述需要 4 个耦合模方程,它们对应两个纤芯中光波的两个正交偏振分量[111~114]。对于非对称耦合器和任意双折射的一般情形,因为全部 4 个场分量具有不同的群速度,这些方程非常复杂。对于具有很高或很低双折射的对称耦合器,这些方程能大大简化。

首先考虑高双折射的情形。用符号 A_m 和 B_m 代表第 m 个纤芯中的线偏振分量,这种情形下的耦合模方程变为

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{v_{gx}}\frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} = i\kappa A_2 + i\gamma(|A_1|^2 + \sigma|B_1|^2)A_1 \tag{2.4.16}$$

$$\frac{\partial B_1}{\partial z} + \frac{1}{v_{gy}}\frac{\partial B_1}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 B_1}{\partial t^2} = i\kappa B_2 + i\gamma(|B_1|^2 + \sigma|A_1|^2)B_1 \tag{2.4.17}$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{v_{gx}}\frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} = i\kappa A_1 + i\gamma(|A_2|^2 + \sigma|B_2|^2)A_2 \tag{2.4.18}$$

$$\frac{\partial B_2}{\partial z} + \frac{1}{v_{gy}}\frac{\partial B_2}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 B_2}{\partial t^2} = i\kappa B_1 + i\gamma(|B_2|^2 + \sigma|A_2|^2)B_2 \tag{2.4.19}$$

式中，v_{gx}和v_{gy}是两个偏振分量的群速度。对于线偏振分量，XPM 参量 $\sigma = 2/3$。在低双折射的耦合器内，所有分量都以同样的群速度传输，但是不能忽略线偏振分量间的四波混频。这种情形下通常用圆偏振分量来处理。如果设 $v_{gx} = v_{gy}$，并且 XPM 参量 $\sigma = 2$，则所得到的方程与方程(2.4.16)至方程(2.4.19)相同。

1988 年，用哈密顿量和斯托克斯参量的形式来分析连续波的情形，这种情形下方程(2.4.16)至方程(2.4.19)中的所有时间导数项设为零[111]。一个新特征是两个纤芯中光场的偏振态可以不同，用此新特征可通过在耦合器一个纤芯中入射正交偏振的弱探测光，来控制另一个纤芯中入射的强光的行为。这个特征还可以用来实现逻辑"与"操作，因为当两正交偏振脉冲同时入射到耦合器的同一个纤芯中时，非线性开关的阈值降低。另一个有趣的结果是，当光同时入射到两个纤芯中，进而激发耦合器的奇(偶)超模时，功率相关的开关表现出混沌行为。

方程(2.4.16)至方程(2.4.19)的解为耦合孤子对的形式，已经用变分法对其进行了研究[113]。这些解代表因两纤芯靠近而发生耦合的两个矢量孤子，它们又可以被分为两类：两个纤芯的脉冲有相等能量的对称或反对称型($|A_1| = |A_2|$且$|B_1| = |B_2|$)，两纤芯的脉冲有不同能量的非对称型。这些孤子对的稳定性与忽略了双折射效应的图 2.10 所示的类似[114]。

通过光纤拉制过程中旋转预制棒来产生双折射轴的周期性摆动，双折射耦合器能转变为双芯摆动滤波器[115]。在方程(2.4.16)至方程(2.4.19)的右端加入类似光栅的附加项，可以将以拍长为周期的双折射轴的旋转包括在内。更特别地，在方程(2.4.16)中加入一项 $i\kappa_g B_1 \exp(-4i\pi z/L_B)$，其他方程也加入类似项，其中 L_B 是双折射光纤的拍长。按照 1.5.2 节的方法，在适当的条件下，所得到的 4 个方程可以简化为一对耦合 NLS 方程[52]。这两个方程支持成对的耦合布拉格孤子，这些孤子能保持形状不变地沿耦合器传输。

2.5　多芯光纤

光纤耦合器的一种有趣构建方式是采用双芯或多芯光纤。20 世纪 80 年代，平面波导阵列(有源或无源)已被广泛研究，并用来制作高功率半导体激光器[116~120]。多芯光纤耦合器早在 1989 年就制作出来了[121]，并用于制作复用器和星形耦合器[122]。近年来，光子晶体光纤为这种耦合器提供了新的推动力。本节首先介绍双芯光纤，然后考虑多芯光纤阵列。

2.5.1　双芯光子晶体光纤

正如 2.2.2 节所讨论的，双芯光纤在 1985 年开始用于制作定向耦合器，一些实验给出了这种光纤中的非线性开关的证据[20~24]。从大约 2000 年开始，包含两个靠近的纤芯且能作为耦合器使用的光子晶体光纤(PCF)引起极大关注[123~129]。任何光子晶体光纤都包含一个周期性的空气孔阵列，其中空气孔的直径为 d，相邻空气孔的间距为 Λ(见 9.1 节)。若中心的空气孔缺失，则该部分可以作为光子晶体光纤的石英纤芯，周围含多个空气孔的部分因折射率降低而成为光子晶体光纤的包层。在双芯光子晶体光纤中，两个靠近的石英纤芯被空气孔环绕，图 2.16 给出了两类光子晶体光纤耦合器的设计[125]，其中纤芯间距分别为$\sqrt{3}\Lambda$和 2Λ。

光子晶体光纤耦合器的模式特性强烈依赖于空气孔的两个参量 d 和 Λ。为计算 PCF 耦合器中的模场形状和有效模折射率，已经提出了几种不同的方法[124~127]。这种耦合器的一个重要特性是，其耦合长度不仅取决于 d 和 Λ，而且还和入射光的偏振态有关，因为实际应用中常用的

空气孔是六边形的[125]。对于I类耦合器,d/Λ 取不同值时耦合长度随 Λ 的变化如图2.17所示,实线和虚线分别对应入射光沿 x 轴和 y 轴方向偏振(见图2.16)。视空气孔的大小和间距而定,耦合长度可从不到0.1 mm变化到10 mm以上,相对小的耦合长度意味着光子晶体光纤耦合器在实际应用中可以制作得非常紧凑。

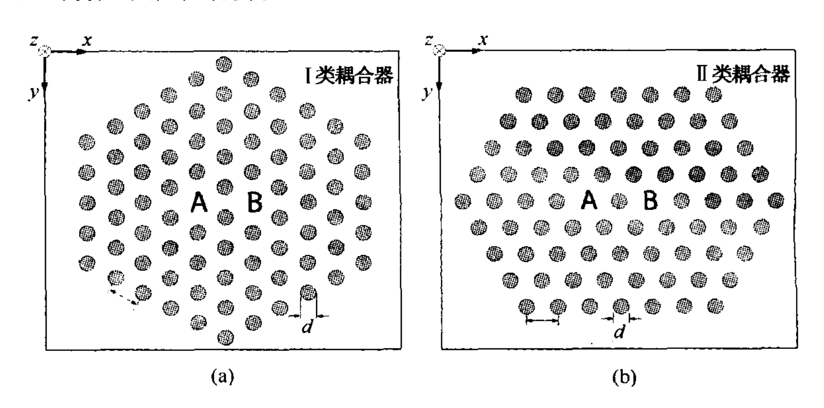


图2.16 纤芯间距分别为(a) $\sqrt{3}\Lambda$ 和(b) 2Λ 的两种PCF耦合器的横截面[125]

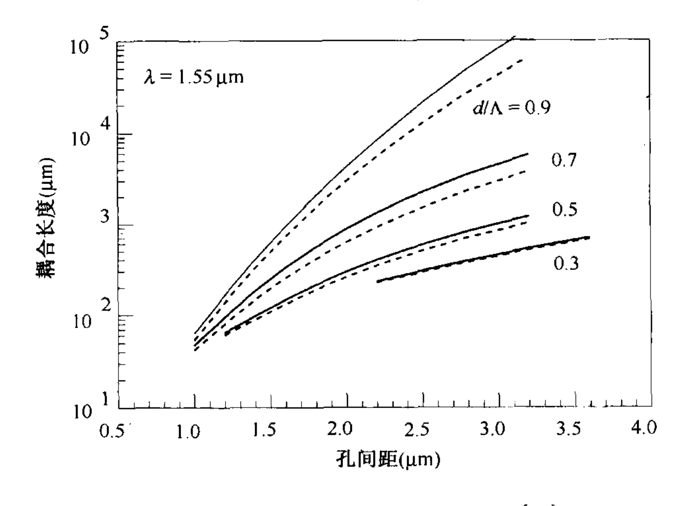


图2.17 耦合长度随孔间距的变化[125]

在2005年的一项研究中[128],用数值方法得到了双芯光子晶体光纤的非线性超模。线性耦合器仅支持一个对称的和一个反对称的超模,而对于双芯光子晶体光纤耦合器,克尔非线性允许一个额外的非对称超模的出现。对于设计成 $d = 1.5$ μm 和 $\Lambda = 2$ μm 的光子晶体光纤,图2.18给出了这三个超模的振幅分布和它们的空间剖面,可以将这些超模认为是光子晶体光纤耦合器支持的空间孤子。这样的双芯光子晶体光纤的非线性开关特性也得到研究,发现其开关行为与图2.7所示的类似。特别是,当输入功率超过临界值时,入射到其中一个纤芯中的孤子停止向相邻的纤芯中转移功率。在2006年的一个实验中观察到了这种非线性开关效应[129],其中使用了 $d = 1$ μm 和 $\Lambda = 2.5$ μm 的双芯光子晶体光纤,耦合长度约为5 mm。由于峰值强度高达6 TW/cm^2 的120 fs脉冲的使用,预期会产生新的频谱分量,这在实验中也确实观察到了。光子晶体光纤中的非线性效应得到增强,这样很容易用强飞秒脉冲实现超连续谱[11]。由于超连续谱产生降低了初始输入波长处的强度,因此妨碍了开关过程。

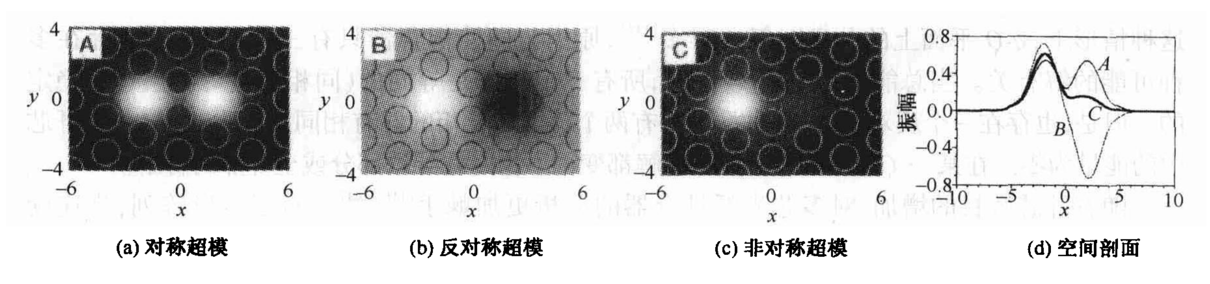


图 2.18　超模在双芯 PCF 中的振幅分布和空间剖面[128]

还可以利用纤芯彼此靠近的两段分立的光子晶体光纤，通过传统方法如侧面抛光来制成耦合器[130~132]。在 2004 年的一个实验中[131]，不但可能在 400 nm 频谱范围实现常数耦合系数，而且通过改变侧面抛光的两光子晶体光纤之间的匹配角，使耦合系数可以在一个宽范围内调节。在 2006 年的一项研究中[132]，用两段双包层光子晶体光纤通过熔融拉锥方法制成了耦合器。在整个可见光和近红外波长范围，耦合器分光比为 97:3，插入损耗仅为 1.1 dB。另外，该耦合器还用于构建一个小型化的利用双光子荧光进行非线性成像的显微镜。

2.5.2　多芯光纤阵列

制造多个纤芯共有一个包层的光纤是可能的，无论是常规光纤还是光子晶体光纤[133]。从 20 世纪 90 年代初期开始，就用一套耦合 NLS 方程对这样的光纤阵列（三个或更多纤芯共有一个包层）的非线性效应进行理论分析[134~149]。当所有的纤芯都相同时，使用孤子单位，这些方程可以写成下面的简单形式：

$$i\frac{\partial u_m}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u_m}{\partial \tau^2}+|u_m|^2 u_m+K(u_{m+1}+u_{m-1})=0 \tag{2.5.1}$$

式中，u_m 代表第 m 个纤芯中的场振幅，它与相邻的两纤芯中的场耦合。对于 M 个纤芯的线形阵列，两端的纤芯只有一个与之相邻的纤芯，最终的边界条件需要满足 $u_0 = u_{M+1} = 0$。这种非对称可通过圆形光纤阵列来避免，这种阵列中所有纤芯的间距相等，并且纤芯中心分布在一个圆上，这样能形成周期性的边界条件。图 2.19(a)就是这种光纤阵列的示意图。

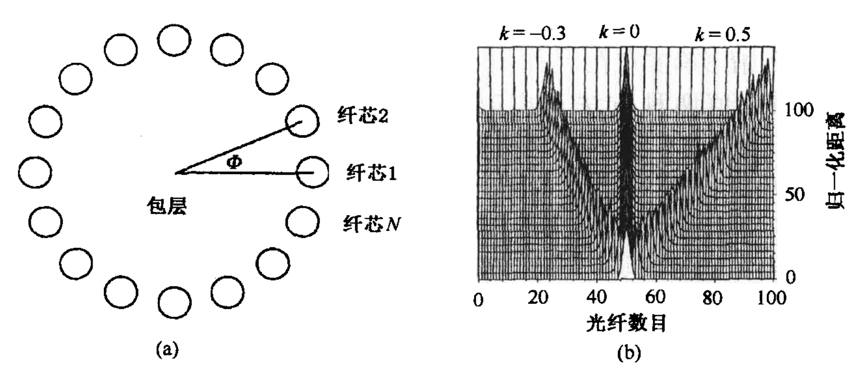


图 2.19　圆形光纤阵列示意图[144]

三纤芯耦合器的特殊情形引起了极大关注，因为所得的三个耦合 NLS 方程既允许连续波情形也允许脉冲情形有解析解[134~140]。当纤芯中心形成一个等边三角形时，可以用周期性边界条件。与两纤芯耦合器类似，可以找到沿三纤芯耦合器无形状改变地传输的一组三个孤子[58]。

这种情形下,q-Q 平面上的分叉图复杂得多[137],原因与即使耦合器只有三个纤芯,也能存在多种可能的解有关。当总能量 Q 的值较小时,所有三个孤子是等同的(同相解),对称解也是稳定的。但是,也存在一个反对称解,这种情况下有两个孤子是反相的并有相同的能量,而第三个纤芯中的能量为零。在某一 Q 值,对称和反对称解都变得不稳定并导致部分或全部非对称解。

随着纤芯数目的增加,对多芯光纤耦合器的分析更加棘手[141~144]。对于线形阵列,当连续光由其一端入射时,方程(2.5.1)的数值解表明,非线性开关不但发生,而且具有清晰的阈值行为[134]。更特别地,在低功率下输入光转移到另一端最外侧的纤芯中(如果耦合器长度选择合适);当输入功率超过某一阈值时,光将保持在同一纤芯中。然而,当中间的纤芯数目增加时,阈值功率增加且功率转移效率降低[141]。

对于圆形光纤阵列,纤芯间也有功率转移发生[144]。图2.19(b)所示为一个101纤芯阵列的情形,通过数值求解方程(2.5.1)得到,采用连续光入射且初始振幅为

$$u_m = Ka\operatorname{sech}[a/\sqrt{2}(m-m_c)]\exp[-ik(m-m_c)] \tag{2.5.2}$$

式中,$m_c=51$,$a^2=1.1$。整数 m 取值范围为51~55,导致5个纤芯在$\xi=0$处被激发。参量 k 决定了激发纤芯间的初始相位差。当 $k=0$ 时,光被限制在同样的5个纤芯中;当 $k\neq0$ 时,随着连续光在阵列中的传输,功率向相邻纤芯转移。决定纤芯间功率分布的包络形状在这个过程中保持不变,因此这样的结构称为离散孤子(discrete soliton)[145]。需要强调的是,这里提到的孤子指的是空间孤子。

为理解为何空间孤子能在波导阵列中形成,在GVD效应可以忽略而且二阶导数项能被忽视的准连续波限制下,把方程(2.5.1)写成如下的形式:

$$i\frac{\partial u_m}{\partial \xi} + K(u_{m+1} - 2u_m + u_{m-1}) + 2Ku_m + |u_m|^2 u_m = 0 \tag{2.5.3}$$

通过进行变换 $u'_m = u_m\exp(2iK\xi)$,可以消去线性项 $2Ku_m$。由此得到的方程称为离散NLS方程,因为它是下面的NLS方程的离散型:

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi} + Kd^2\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + |u|^2 u = 0 \tag{2.5.4}$$

式中,$x=md$ 代表第 m 个纤芯在阵列中的位置,并假设纤芯间距 d 很小。方程(2.5.4)有空间孤子形式的空间定域解。很可能方程(2.5.3)也有定域非线性模式,这样功率仅被限制在相邻的几个纤芯中。这种情形确实存在[120]。

已经用解析和数值两种方法对离散NLS方程(2.5.1)进行了广泛研究[145~151],其预期结果也被采用平面波导阵列的实验所证实[150~152]。当输入脉冲从某个单一波导入射时,随着脉冲沿阵列的传输,其能量扩散到相邻的波导中,这与预期的一致。图2.20给出了当100 fs脉冲在由宽为4 μm且间距为8 μm的41条波导组成的6 mm长阵列中传输时,在三个不同峰值功率(a) 70 W,(b) 320 W和(c) 500 W时在输出面观察到的图像。在相对低的70 W峰值功率下,脉冲能量在整个阵列中扩散;然而,当峰值功率增加时,能量分布的区域窄下来,而且在峰值功率为500 W时形成了离散孤子,这时整个脉冲能量被限制在一个窄的中央区域。

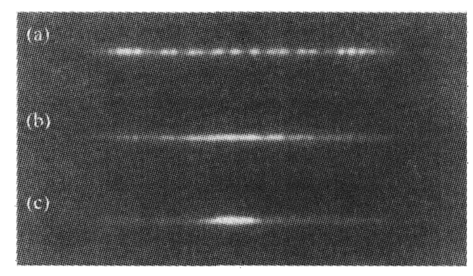


图2.20 不同峰值功率的脉冲在波导阵列中传输时的输出图像[150]

类似的行为也会发生在多芯光纤阵列中。在2004年的一个实验中[153],一段直径为320 μm

的光纤被用于此目的，它包含一个被空气孔分开的二维石英芯阵列。由于制造的缺陷，所有纤芯既不完全相同，也没有构成一个完美的均匀阵列，平均芯径为 6.9 μm，平均纤芯到纤芯间距为 12.1 μm。但是，实验结果表明，在高峰值功率下输入脉冲沿整个阵列的扩散明显被抑制，并表现出离散孤子的特征。2006 年的一个实验利用了更为均匀的阵列，单个纤芯是用高能量飞秒激光脉冲在块状石英中形成的[154]。5×5 的立方阵列中包含 25 条长为 7.44 cm 且间距为 40 μm 的波导，当具有足够峰值功率的 100 fs 脉冲入射到其中一条波导中时，观察到了二维离散的空间孤子的形成。

习题

2.1　从物理学的角度解释，为什么光纤耦合器的两个纤芯靠近会引起纤芯间的功率交换？

2.2　从波动方程出发，推导频域中光纤耦合器的耦合模方程。

2.3　把方程(2.1.4)和方程(2.1.5)变换到时域。将传输常数和耦合系数都视为频率的函数，并假设耦合器是对称的。

2.4　对于一个纤芯间距为 d 的对称光纤耦合器，简化式(2.1.6)的积分，假设每个波导中的基模都是高斯形的。另外，采用柱坐标系给出沿径向的积分。

2.5　通过画图，讨论上题得到的 κ 是如何取决于 d/w_0 的，其中 w_0 是模场的半极大全宽度(FWHM)。当 $d/w_0=3$ 时，求出耦合长度，并将所得结果与式(2.1.24)给出的结果进行比较。

2.6　功率为 P_0 的一束连续光入射到对称光纤耦合器的一个纤芯中，解耦合模方程并求出转移到第二个纤芯中的功率，可以忽略 XPM 感应的耦合；讨论当输入功率超过 $4\kappa/\gamma$ 时有什么情况发生。

2.7　当引入式(2.2.10)定义的斯托克斯矢量分量时，说明方程(2.2.11)至方程(2.2.13)是如何从连续波的耦合模方程得来的。

2.8　求出方程(2.2.11)至方程(2.2.13)不随 z 变化的所有解，说明这些不动点在邦加球球面上的位置。当输入功率超过 $2\kappa/\gamma$ 时有什么情况发生？

2.9　当方程(2.2.19)和方程(2.2.20)的连续波解对应对称光纤耦合器的奇超模时，求出调制不稳定性的色散关系；讨论与偶超模情形的主要差异。

2.10　证明，光纤耦合器的耦合 NLS 方程(2.3.1)和方程(2.3.2)，确实可以由式(2.3.6)给出的拉格朗日密度得出。

2.11　用式(2.3.7)给出的孤子估计积分 $\mathscr{L}=\int_{-\infty}^{\infty}\mathscr{L}_d\,d\tau$，并推导描述孤子参量沿耦合器长度演化的 4 个方程。

2.12　当 $\mu=1.5, 1.6$ 和 2.5 时数值求解方程(2.3.10)，绘出 Δ 和 ϕ 沿耦合器长度变化的曲线。用图 2.8 的相位图解释所得结果。

2.13　用式(2.3.16)给出的假设重做上一题，并求 4 个方程的解析解。

2.14　通过解方程(2.3.1)和方程(2.3.2)求出对称和反对称的形状可保持孤子对。

2.15　数值求解方程(2.4.4)和方程(2.4.5)，并再现图 2.10 所示的脉冲形状。

参考文献

[1] G. P. Agrawal, *Lightwave Technology: Components and Devices* (Wiley, Hoboken, NJ, 2004).
[2] V. J. Tekippe, *Fiber Integ. Opt.* **9**, 97 (1990).
[3] P. E. Green, Jr., *Fiber-Optic Networks* (Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ, 1993), Chap. 3.
[4] J. Hecht, *Understanding Fiber Optics* (Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ, 1999), Chap. 15.
[5] A. K. Ghatak and K. Thyagarajan, *Introduction to Fiber Optics* (Cambridge University Press, New York, 1999), Chap. 17.
[6] A. W. Snyder, *J. Opt. Soc. Am.* **62**, 1267 (1972); P. D. McIntyre and A. Snyder, *J. Opt. Soc. Am.* **63**, 1518 (1973).
[7] A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory* (Chapman and Hall, London, 1983).
[8] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides* (Academic Press, San Diego, CA, 1991), Chap. 6.

[9] H. A. Haus and W. P. Huang, *Proc. IEEE* **79**, 1505 (1991).
[10] W. P. Huang, *J. Opt. Soc. Am. A* **11**, 963 (1994).
[11] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. (Academic Press, Boston, 2007).
[12] R. Tewari and K. Thyagarajan, *J. Lightwave Technol.* **4**, 386 (1986).
[13] K. S. Chiang, *Opt. Lett.* **20**, 997 (1995); *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 950 (1997).
[14] K. S. Chiang, Y. T. Chow, D. J. Richardson, D. Taverner, L. Dong, L. Reekie, and K. M. Lo, *Opt. Commun.* **143**, 189 (1997).
[15] S. M. Jenson, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-18**, 1580 (1982).
[16] A. A. Maier, *Sov. J. Quantum Electron.* **12**, 1490 (1982); *Sov. J. Quantum Electron.* **14**, 101 (1984).
[17] K. Kitayama and S. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **43**, 17 (1983).
[18] B. Daino, G. Gregori, and S. Wabnitz, *J. Appl. Phys.* **58**, 4512 (1985).
[19] S. Wabnitz, E. M. Wright, C. T. Seaton, and G. I. Stegeman, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 838 (1986).
[20] D. D. Gusovskii, E. M. Dianov, A. A. Maier, V. B. Neustruev, E. I. Shklovskii, and I. A. Shcherbakov, *Sov. J. Quantum Electron.* **15**, 1523 (1985)
[21] D. D. Gusovskii, E. M. Dianov, A. A. Maier, V. B. Neustruev, V. V. Osiko, A. M. Prokhorov, K. Y. Sitarskii, and I. A. Shcherbakov, *Sov. J. Quantum Electron.* **17**, 724 (1987).
[22] S. R. Friberg, Y. Silberberg, M. K. Oliver, M. J. Andrejco, M. A. Saifi, and P. W. Smith, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 1135 (1987).
[23] S. R. Friberg, A. M. Weiner, Y. Silberberg, B. G. Sfez, and P. W. Smith, *Opt. Lett.* **13**, 904 (1988).
[24] A. M. Weiner, Y. Silberberg, H. Fouckhardt, D. E. Leaird, M. A. Saifi, M. J. Andrejco, and P. W. Smith, *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 2648 (1989).
[25] S. Trillo, S. Wabnitz, W. C. Banyai, N. Finlayson, C. T. Seaton, G. I. Stegeman, and R.H. Stolen, *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 104 (1989).
[26] G. I. Stegeman and E. M. Wright, *Opt. Quantum Electron.* **22**, 95 (1990).
[27] A. T. Pham and L. N. Binh, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 1914 (1991).
[28] A. W. Snyder, D. J. Mitchell, L. Poladian, D. R. Rowland, and Y. Chen, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 2102 (1991).
[29] W. Samir, C. Pask, and S. J. Garth, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 2193 (1994).
[30] A. A. Maier, *Sov. Phys. Usp.* **165**, 1037 (1995); *Sov. Phys. Usp.* **166**, 1171 (1996).
[31] K. Yasumoto, H. Maeda, and N. Maekawa, *J. Lightwave Technol.* **14**, 628 (1996).
[32] D. Artigas, F. Dios, and F. Canal, *J. Mod. Opt.* **44**, 1207 (1997).
[33] S. R. Vigil, Z. Zhou, B. K. Canfield, J. Tostenrude, and M. G. Kuzyk, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 895 (1998).
[34] D. Marchese, M. De Sairo, A. Jha, A. K. Kar, and E. C. Smith, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 2361 (1998).
[35] T. Gabler, A. Brauer, H. H. Horhold, T. Pertsch, and R. Stockmann, *Chem. Phys.* **245**, 507 (1999).
[36] S. Trillo, S. Wabnitz, E. M. Wright, and G. I. Stegeman, *Opt. Lett.* **13**, 672 (1988).
[37] S. Trillo, S. Wabnitz, G. I. Stegeman, and E. M. Wright, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 899 (1989).
[38] S. Trillo, S. Wabnitz, and G. I. Stegeman, *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 1907 (1989).
[39] S. Trillo and S. Wabnitz, *Opt. Lett.* **16**, 1 (1991).
[40] C. C. Yang, *Opt. Lett.* **16**, 1641 (1991).
[41] S. Wabnitz, S. Trillo, E. M. Wright, and G. I. Stegeman, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 602 (1991).
[42] E. Cagloti, S. Trillo, S. Wabnitz, B. Crosignani, and P. Di Porto, *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 374 (1990).
[43] C. Paré and M. Florjanczyk, *Phys. Rev. A* **41**, 6287 (1990).
[44] M. Romagnoli, S. Trillo, and S. Wabnitz, *Opt. Quantum Electron.* **24**, S1237 (1992).
[45] Y. S. Kivshar, *Opt. Lett.* **18**, 7 (1993).
[46] Y. S. Kivshar and M. L. Quiroga-Teixerio, *Opt. Lett.* **18**, 980 (1993).
[47] P. L. Chu, G. D. Peng, and B. A. Malomed, *Opt. Lett.* **18**, 328 (1993); *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1379 (1993).
[48] E. M. Wright, G. I. Stegeman, and S. Wabnitz, *Phys. Rev. A* **40**, 4455 (1989).
[49] N. Akhmediev and A. Ankiewicz, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2395 (1993).
[50] J. M. Soto-Crespo and N. Akhmediev, *Phys. Rev. E* **48**, 4710 (1993).
[51] N. Akhmediev and J. M. Soto-Crespo, *Phys. Rev. E* **47**, 1358 (1993); *Phys. Rev. E* **49**, 4519 (1994).
[52] D. C. Psaila and C. M. de Sterke, *Opt. Lett.* **18**, 1905 (1993).
[53] C. Schmidt-Hattenberger, R. Muschall, F. Lederer, and U. Trutschel, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1592 (1993).
[54] W. Samir, S. J. Garth, and C. Pask, *Appl. Opt.* **32**, 4513 (1993).

[55] A. V. Buryak and N. Akhmediev, *Opt. Commun.* **110**, 287 (1994).
[56] A. Ankiewicz, M. Karlsson, and N. Akhmediev, *Opt. Commun.* **111**, 116 (1994).
[57] I. M. Uzunov, R. Muschall, M. Gölles, Y. S. Kivshar, B. A. Malomed, and F. Lederer, *Phys. Rev. E* **51**, 2527 (1995).
[58] N. Akhmediev and A. Ankiewicz, *Solitons: Nonlinear Pulses and Beams* (Chapman and Hall, New York, 1997).
[59] P. M. Ramos and C. R. Paiva, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **3**, 1224 (1997); *IEEE J. Quantum Electron.* **35**, 983 (1999).
[60] P. Shum, K. S. Chinag, and W. A. Gambling, *IEEE J. Quantum Electron.* **35**, 79 (1999).
[61] T. P. Valkering, J. van Honschoten, and H. J. Hoekstra, *Opt. Commun.* **159**, 215 (1999).
[62] B. A. Umarov, F. K. Abdullaev, and M. R. B. Wahiddin, *Opt. Commun.* **162**, 340 (1999).
[63] S. C. Tsang, K. S. Chiang, and K. W. Chow, *Opt. Commun.* **229**, 431 (2004).
[64] S. Droulias, M. Manousakis, and K. Hizanidis, *Opt. Commun.* **240**, 209 (2004).
[65] Y. Wang and W. Wang, *J. Lightwave Technol.* **24**, 1041 (2006); **24**, 2458 (2006).
[66] P. A. Bélanger and C. Paré, *Phys. Rev. A* **41**, 5254 (1990).
[67] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, and H. A. Haus, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1159 (1989).
[68] K. J. Blow and D. Wood, *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 2665 (1989).
[69] P. B. Hansen, A. Kloch, T. Aaker, and T. Rasmussen, *Opt. Commun.* **119**, 178 (1995).
[70] B. A. Malomed, *Phys. Rev. E* **51**, R864 (1995).
[71] B. A. Malomed, I. M. Skinner, P. L. Chu, and G. D. Peng, *Phys. Rev. E* **53**, 4084 (1996).
[72] D. J. Kaup, T. I. Lakoba, and B. A. Malomed, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 1199 (1997).
[73] D. J. Kaup and B. A. Malomed, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 2838 (1998).
[74] J. Atai and B. A. Malomed, *Opt. Commun.* **221**, 55 (2003).
[75] W. B. Fraga, J. W. M. Menezes, M. G. da Silva, C.S. Sobrinho, and A. S. B. Sombra, *Opt. Commun.* **262**, 32 (2006).
[76] J. Wilson, G. I. Stegeman, and E. M. Wright, *Opt. Lett.* **16**, 1653 (1991).
[77] Y. Chen, A. W. Snyder, and D. N. Payne, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 239 (1992).
[78] P. L. Chu and B. Wu, *Opt. Lett.* **17**, 255 (1992).
[79] H. G. Winful and D. T. Walton, *Opt. Lett.* **17**, 1688 (1992).
[80] D. T. Walton and H. G. Winful, *Opt. Lett.* **18**, 720 (1993).
[81] P. L. Chu, B. A. Malomed, H. Hatami-Hanza, and I. M. Skinner, *Opt. Lett.* **20**, 1092 (1995).
[82] B. A. Malomed, G. D. Peng, and P. L. Chu, *Opt. Lett.* **21**, 330 (1996).
[83] M. Liu, K. S. Chiang, and P. Shum, *IEEE J. Quantum Electron.* **40**, 1597 (2004).
[84] R. Ganapathy, B. A. Malomed, and K. Porsezian, *Phys. Lett. A* **354**, 366 (2005).
[85] D. Marcuse, *J. Lightwave Technol.* **5**, 268 (1987); *IEEE J. Quantum Electron.* **26**, 675 (1990).
[86] W. P. Huang and H. A. Haus, *J. Lightwave Technol.* **7**, 920 (1989).
[87] Y. J. Chen and A. W. Snyder, *Opt. Lett.* **16**, 217 (1991).
[88] Y. J. Chen, *J. Mod. Opt.* **38**, 1731 (1991).
[89] W. P. Huang, B. E. Little, and S. K. Chadhuri, *J. Lightwave Technol.* **9**, 721 (1991).
[90] L. P. Yuan, *IEEE J. Quantum Electron.* **29**, 171 (1993).
[91] B. E. Little and W. P. Huang, *J. Lightwave Technol.* **11**, 1990 (1993).
[92] B. E. Little, *J. Lightwave Technol.* **12**, 774 (1994).
[93] S. H. Zhang and T. Tamir, *Opt. Lett.* **20**, 803 (1995); *J. Opt. Soc. Am. A* **13**, 2403 (1997).
[94] N. H. Sun, J. K. Butler, G. A. Evans, L. Pang, and P. Congdon, *J. Lightwave Technol.* **15**, 2301 (1997).
[95] T. Liang and R. W. Ziolkowski, *Microwave Opt. Tech. Lett.* **17**, 17 (1998).
[96] N. Izhaky and A. Hardy, *J. Opt. Soc. Am. A* **16**, 1303 (1999); *Appl. Opt.* **38**, 6987 (1999).
[97] H. Sabert, L. Dong, and P. S. J. Russell, *Int. J. Optoelectron.* **7**, 189 (1992).
[98] L. Dong, T. A. Birks, M. H. Ober, and P. S. J. Russell, *J. Lightwave Technol.* **12**, 24 (1994).
[99] J. L. Archambault, P. S. J. Russell, S. Bacelos, P. Hua, and L. Reekie, *Opt. Lett.* **19**, 180 (1994).
[100] L. Dong, P. Hua, T. A. Birks, L. Reekie, and P. S. J. Russell, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 1656 (1996).
[101] F. Bakhti, P. Sansonetti, C. Sinet, L. Gasca, L. Martineau, S. Lacroix, X. Daxhelet, and F. Gonthier, *Electron. Lett.* **33**, 803 (1997).

[102] S. S. Orlov, A. Yariv, and S. van Essen, *Opt. Lett.* **22**, 688 (1997).
[103] A. Ankiewicz and G. D. Peng, *Electron. Lett.* **33**, 2151 (1997).
[104] A. S. Kewitsch, G. A. Rakuljic, P. A. Willems, and A. Yariv, *Opt. Lett.* **23**, 106 (1998).
[105] T. Erdogan, *Opt. Commun.* **157**, 249 (1998).
[106] B. Ortega, L. Dong, and L. Reekie, *Appl. Opt.* **37**, 7712 (1998).
[107] J. Capmany, P. Muñoz, and D. Pastor, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **5**, 1392 (1999).
[108] H. An, B. Ashton, and S. Fleming, *Opt. Lett.* **29**, 343 (2004).
[109] M. Kulishov and J. Azaña, *Opt. Express* **12**, 2699 (2004).
[110] F. Y. U. Chan and K. S. Chiang, *J. Lightwave Technol.* **24**, 1008 (2006).
[111] S. Trillo and S. Wabnitz, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 483 (1988).
[112] D. C. Psaila and C. M. de Sterke, *Opt. Lett.* **18**, 1905 (1993).
[113] T. I. Lakoba, D. J. Kaup, and B. A. Malomed, *Phys. Rev. E* **55**, 6107 (1997).
[114] T. I. Lakoba and D. J. Kaup, *Phys. Rev. E* **56**, 4791 (1997).
[115] R. H. Stolen, A. Ashkin, W. Pleibel, and J. M. Dziedzic, *Opt. Lett.* **9**, 200 (1984).
[116] H. A. Haus and L. Molter-Orr, *IEEE J. Quantum Electron.* **19**, 840 (1983).
[117] E. Kapon, J. Katz, and A. Yariv, *Opt. Lett.* **9**, 125 (1984).
[118] G. P. Agrawal, *J. Appl. Phys.* **58**, 2922 (1985).
[119] M. Kuznetsov, *IEEE J. Quantum Electron.* **21**, 1893 (1985).
[120] D. N. Christodoulides and R. I. Joseph, *Opt. Lett.* **13**, 794 (1988).
[121] J. W. Arkwright and D. B. Mortimore, *Electron. Lett.* **26**, 1534 (1989).
[122] D. B. Mortimore and J. W. Arkwright, *Appl. Opt.* **29**, 1814 (1990).
[123] B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and A. H. Greenaway, *Electron. Lett.* **36**, 1358 (2000).
[124] F. Fogli, L. Saccomandi, P. Bassi, G. Bellanca, and S. Trillo, *Opt. Express* **10**, 54 (2002).
[125] K. Saitoh, Y. Sato, and M. Koshiba, *Opt. Express* **11**, 3188 (2003).
[126] F. Cuesta-Soto, A. Martínez, J. García, F. Ramos, P. Sanchis, J. Blasco, and J. Martí, *Opt. Express* **12**, 161 (2004).
[127] L. Zhang and C. Yang, *J. Lightwave Technol.* **22**, 1367 (2004).
[128] J. R. Salgueiro and Y. S. Kivshar, *Opt. Lett.* **30**, 1858 (2005).
[129] A. Betlej, S. Suntsov, K. G. Makris, L. Jankovic, D. N. Christodoulides, G. I. Stegeman, J. Fini, R. T. Bise, andD. J. DiGiovanni, *Opt. Lett.* **31**, 1480 (2006).
[130] B. H. Lee, J. B. Eom, J. Kim, D. S. Moon, U. C. Paek, and G. H. Yang, *Opt. Lett.* **27**, 812 (2002).
[131] H. Kim, J. Kim, U. C. Paek, B. H. Lee, and K. T. Kim, *Opt. Lett.* **29**, 1194 (2004).
[132] L. Fu and M. Gu, *Opt. Lett.* **31**, 1471 (2006).
[133] U. Röpke, H. Bartelt, S. Unger, K. Schuster and J. Kobelke. *Opt. Express* **15**, 6894 (2007).
[134] Y. Chen, A. W. Snyder, and D. J. Mitchell, *Electron. Lett.* **26**, 77 (1990).
[135] N. Finlayson and G. I. Stegeman, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 2276 (1990).
[136] C. Schmidt-Hattenberger, R. Muschall, U. Trutschel, and F. Lederer, *Opt. Quantum Electron.* **24**, 691 (1992).
[137] N. Akhmediev and A. V. Buryak, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 804 (1994).
[138] D. Artigas, J. Olivas, F. Dios, and F. Canal, *Opt. Commun.* **131**, 53 (1996).
[139] M. G. da Silva, A. F. Teles, and A. S. B. Sombra, *J. Appl. Phys.* **84**, 1834 (1998).
[140] K. G. Kalonakis and E. Paspalakis, *J. Mod. Opt.* **52**, 1885 (2005).
[141] C. Schmidt-Hattenberger, U. Trutschel, and F. Lederer, *Opt. Lett.* **16**, 294 (1991).
[142] P. E. Langridge and W. J. Firth, *Opt. Quantum Electron.* **24**, 1315 (1992).
[143] Y. S. Kivshar, *Opt. Lett.* **18**, 1147 (1993); *Phys. Lett. A* **173**, 172 (1993).
[144] W. Królikowski, U. Trutschel, M. Cronin-Golomb, and C. Schmidt-Hattenberger, *Opt. Lett.* **19**, 320 (1994).
[145] Y. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals* (Academic Press, Bo - ston, 2003).
[146] A. B. Aceves, C. De Angelis, A. M. Rubenchik, and S. K. Turitsyn, *Opt. Lett.* **19**, 329 (1994).
[147] A. B. Aceves, G. G. Luther, C. De Angelis, A. M. Rubenchik, and S. K. Turitsyn, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 73 (1995); *Opt. Fiber Technol.* **1**, 244 (1995).
[148] A. B. Aceves, M. Santagiustina, and C. De Angelis, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 1807 (1997).

[149] P. M. Ramos and C. R. Paiva, *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 1125 (2000).

[150] H. S. Eisenberg, R. Morandotti, Y. Silberberg, J. M. Arnold, G. Pennelli, and J. S. Aitchison, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2938 (2002).

[151] U. Peschel, R. Morandotti, J. M. Arnold, J. S. Aitchison, H. S. Eisenberg, Y. Silberberg, T. Pertsch, and F. Lederer, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2637 (2002).

[152] D. Cheskis, S. Bar-Ad, R. Morandotti, J. S. Aitchison, H. S. Eisenberg, Y. Silberberg, and D. Ross, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 223901 (2003).

[153] T. Pertsch, U. Peschel, J. Kobelke, K. Schuster, and H. Bartelt, S. Nolte, A. Tünnermann, and F. Lederer, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 053901 (2004).

[154] A. Szameit, J. Burghoff, T. Pertsch, S. Nolte, A. Tünnermann, and F. Lederer, *Opt. Express* **14**, 6055 (2006).

第 3 章　光纤干涉仪

第 1 章和第 2 章中介绍的两种光纤组件结合使用，可以形成一类光纤基的光学器件，其中常见的 4 种光纤器件就是众所周知的法布里–珀罗（Fabry-Perot，简称 F-P）干涉仪、萨格纳克（Sagnac）干涉仪、马赫–曾德尔（Mach-Zehnder）干涉仪和迈克尔逊（Michelson）干涉仪[1]。当功率水平足够大，以至于自相位调制和交叉相位调制变得比较重要时，这些干涉仪会表现出有趣的非线性效应，可以用于光开关[2]。本章将讨论在这 4 种光纤干涉仪中发生的非线性效应。

3.1 节　介绍法布里–珀罗谐振腔和环形谐振腔，讨论光学双稳态、光学混沌和调制不稳定性等几种非线性效应。

3.2 节　介绍基于萨格纳克干涉仪的非线性光纤环形镜，同时讨论基于 SPM 和 XPM 的开关方案以及它们的潜在应用。

3.3 节　介绍马赫–曾德尔干涉仪的非线性开关效应。

3.4 节　介绍迈克尔逊干涉仪。

3.1　法布里–珀罗谐振腔和环形谐振腔

法布里–珀罗谐振腔和环形谐振腔是著名的器件，常用来制造激光器。利用具有部分反射特性的光纤的两个端面即可构成光纤法布里–珀罗（F-P）谐振腔，实际应用中可以通过采用外部腔镜或在光纤两端镀高反射膜来实现。另一种替代方法是将光纤光栅与光纤的两端相连，如图 3.1 所示。若要使环形谐振腔的构造更简单，可通过将一段光纤的两端和一个光纤耦合器的输入和输出端口连接起来实现，如图 3.1 所示。本节将讨论在这种谐振腔中发生的非线性效应。首先重点介绍在连续波情形下的光学双稳态和混沌，然后讨论调制不稳定性和其他时域现象。

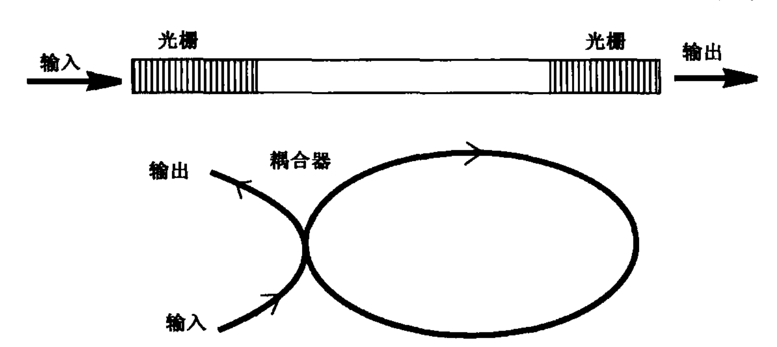


图 3.1　利用布拉格光栅和定向耦合器构成的光纤法布里–珀罗谐振腔和环形谐振腔

3.1.1　透射共振

几种光纤基的法布里–珀罗干涉仪已用于波分复用系统[3~5]，其中一些是利用空气作为腔内介质，并采用线性工作方式[6]；其他的则是在两个布拉格光栅之间设置一段光纤[7]，这样就可

以表现出非线性效应。早在 1982 年就利用定向耦合器制造出光纤环形谐振腔[8]，并于 1988 年实现了 1260 的精细度[9]。

下面计算由反射率为 R_m 的两个同样的腔镜（或布拉格光栅）构成的法布里–珀罗谐振腔的透射率[1]。考虑一束频率为 ω 的连续光波，当它从位于 $z=0$ 处的左腔镜入射时，谐振腔中距离 z 处的光场由前向和后向传输波组成，可写为

$$E(\mathbf{r},t)=\tfrac{1}{2}F(x,y)\{A(z)\exp[i(\tilde{\beta}z-\omega t)]+B(z)\exp[-i(\tilde{\beta}z+\omega t)]+\text{c.c.}\} \tag{3.1.1}$$

式中，$F(x,y)$ 是空间分布函数，$\tilde{\beta}$ 是光纤支持的基模的传输常数。经过无数次往返后，可得到透射光场为

$$A(L)=\frac{(1-R_m)A(0)}{1-R_m\exp(i\tilde{\beta}L_R)} \tag{3.1.2}$$

式中，$L_R\equiv 2L$ 是光在长为 L 的光纤内传输时的往返距离。

利用式(3.1.2)可以得到谐振腔的透射率，并由著名的艾里公式给出[1]

$$T_R=\frac{P_t}{P_i}=\left|\frac{A(L)}{A(0)}\right|^2=\frac{(1-R_m)^2}{(1-R_m)^2+4R_m\sin^2(\phi_R/2)} \tag{3.1.3}$$

式中，$P_i=|A(0)|^2$ 是入射功率，P_t 是透射功率，$\phi_R=\tilde{\beta}L_R$ 是谐振腔内一次往返产生的相移，非线性和色散的影响正是通过这一相移表现出来的，为此可将此相移分成两部分，即

$$\phi_R(\omega)\equiv\phi_0(\omega)+\phi_{\text{NL}}=[\beta(\omega)+\Delta\beta_{\text{NL}}]L_R \tag{3.1.4}$$

非线性部分ϕ_{NL}表示自相位调制的贡献，并与非线性参量 γ 有关系[2]

$$\phi_{\text{NL}}=\gamma\int_0^L[|A(z)|^2+|B(z)|^2]\,\mathrm{d}z=\gamma P_{\text{av}}L_R \tag{3.1.5}$$

式中，P_{av}是谐振腔中的平均功率。

若功率较低，如$\phi_{\text{NL}}\ll 1$，则非线性效应可以忽略，这时若满足$\phi_0=2m\pi$（m 为整数），则入射光会全部被透射（$T_R=1$）。满足这一条件的频率对应于谐振腔的纵模，当入射光的频率偏离谐振频率时，就会降低透射率。图 3.2 中用实线给出了 $R_m=0.8$ 时，光纤谐振腔的透射率随ϕ_0 的变化关系；虚线表示在两个不同功率下因 SPM 造成的ϕ_R 的变化。相邻透射峰的频率间隔 $\Delta\nu_L$ 称为自由光谱范围（free-spectral range）[在激光领域也称纵模间隔（longitudinal-mode spacing）]，可通过相位匹配条件

$$[\beta(\omega+2\pi\Delta\nu_L)-\beta(\omega)]L_R=2\pi \tag{3.1.6}$$

得到，其近似表达式为 $\Delta\nu_L=v_g/L_R\equiv 1/T_R$，其中 $v_g\equiv 1/\beta_1$ 是群速度，T_R 是谐振腔内的往返时间。由于群速度色散（GVD），光纤谐振腔的自由光谱范围和频率有关。由于布拉格光栅的 GVD 值较大，因此用它们制造的法布里–珀罗谐振腔的自由光谱范围变化也相当大[10]。图 3.2 中谐振峰的锐度可以用谐振腔精细度 F_R 定量表示，定义为

$$F_R=\frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_R}=\frac{\pi\sqrt{R_m}}{1-R_m} \tag{3.1.7}$$

式中，$\Delta\nu_R$ 是每个谐振峰的半极大全宽度（FWHM）。

对光纤环形谐振腔[8]，式(3.1.3)要有所改动，这种改动与光从光纤耦合器的某个纤芯交叉进入另一个纤芯时产生的常数相移 $\pi/2$ 有关（见 2.1 节）。还要指出的是，对于环形谐振腔，不会产生后向传输波，故式(3.1.1)中的 $B(z)=0$。这一特性不但简化了数学描述，并且 F-P 腔中由于交叉相位调制感应的前向波和后向波之间的耦合在单向环形谐振腔中也不会发生。

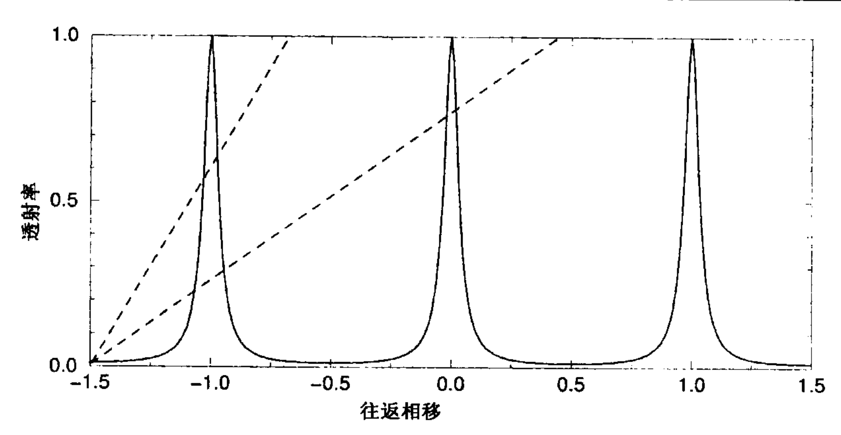


图 3.2　法布里-珀罗谐振腔的透射率随$\phi_0/2\pi$的变化关系

3.1.2　光学双稳态

早在 1976 年,人们就对非光纤谐振腔中的光学双稳态这种非线性现象进行了研究,方法是将非线性介质置于由多个膜镜构成的腔内[11~15]。1983 年,单模光纤才作为非线性介质用在环形腔内[16]。从此,光纤谐振腔中的非线性现象一直是人们很感兴趣的课题[17~31]。

由式(3.1.3)可以清楚看地到光纤谐振腔中非线性效应的起源。由于自相位调制感应的相移为ϕ_{NL},因此往返一次的相移ϕ_R就和输入功率有关。对高精细度谐振腔,$P_t \approx (1-R_m)P_{av}$,将此关系代入式(3.1.5)中,则式(3.1.3)中的透射功率满足超越方程

$$P_t\left\{1+\frac{4R_m}{(1-R_m)^2}\sin^2\left[\frac{\phi_0}{2}+\frac{\gamma P_t L_R}{2(1-R_m)}\right]\right\}=P_i \tag{3.1.8}$$

显然,对于一个给定的入射功率 P_i,由于自相位调制效应,可能有多个 P_t 值满足此方程。利用式(3.1.4),图 3.2 中的虚线给出了对于两个不同的 P_i 值,ϕ_R 随ϕ_0 的变化情况。实线和虚线的交点对应方程(3.1.8)的多个解。在低功率下,虚线几乎是垂直的,可能仅有一个解;随着功率的增加,虚线倾斜,解从一个增加至三个,然后是五个……。这里重点讨论三个解的情况,因为此时需要的输入功率最小。

方程(3.1.8)的多个解导致了色散光学双稳态,已经在几种不同的非线性介质中观察到了这种非线性现象[15]。当线性相移ϕ_0 不能与谐振腔的谐振点对应时,就会在光纤谐振腔中发生色散光学双稳态,结果在低功率下几乎没有光能透射出去。对于一个给定的输入信号,偏离最近的第 M 个谐振点的失谐量$\delta \equiv 2\pi M-\phi_0$,自相位调制感应的相移降低了净失谐量,使之趋向于零,结果导致较高的透射率。然而,正如方程(3.1.8)的非线性特性所清楚表明的,透射功率 P_t 并不随P_i 线性增加。图 3.3 给出了在三个 δ 值下,透射功率随入射功率[已用 $P_n=(\gamma L_R)^{-1}$ 做了归一化]的变化关系。对一定范围内的 δ 值,方程(3.1.8)的三个解形成光学双稳态的著名的 S 形曲线,斜率为负值的中间分支总是不稳定的[15]。结果,透射功率在特定的 P_i 值下发生上下跳动,并以这种方式表现出磁滞现象。开关功率在$(\gamma L_R)^{-1}$量级,对于$L_R \approx 500$ m 和$\gamma=2\ \mathrm{W^{-1}/km}$,其值约为 1 W。利用高非线性光纤可以将开关功率降低到十分之一甚至更多。

光纤谐振腔中受激布里渊散射的阈值功率相当低,这将成为利用连续光在实验中观察光学双稳态的障碍[32]。在 1983 年的一个实验中,利用皮秒脉冲避免了受激布里渊散射的发生,首次观察到了环形腔中的双稳态[16]。在后来的一个实验中[18],将一个隔离器置于由 13 m 长的低双

折射光纤构成的环形腔内，以抑制受激布里渊散射，在连续波功率低于 10 mW 时就观察到了双稳行为。此功率水平下的非线性相移ϕ_{NL}相当小(小于 0.01 rad)，但仍足以感应双稳态。

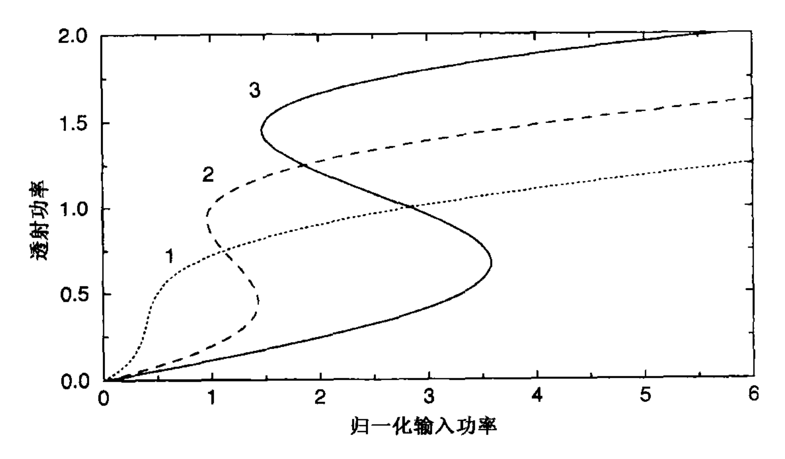


图 3.3 $R_m=0.5$ 的光纤谐振腔在三个不同失谐量 δ 下的双稳响应

在有关光学双稳态的所有实验中，将腔长稳定在亚波长精度内是非常重要的。在 1998 年的一个实验中，采用了改进的稳定方案[28]，图 3.4 给出了在失谐量 δ 取 4 个不同值时观察到的结果。实验采用钛宝石激光器发射的锁模脉冲(脉宽约为 1 ps)，通过精确调节环形谐振腔的长度(约为 7.4 m)，使进入腔内的激光脉冲恰好与在腔内循环的另一个脉冲在时域上交叠(同步泵浦)。尽管用的是超短光脉冲，观察到的双稳行为在定性上仍与连续波理论一致，因为群速度色散起的作用相当小[19]。

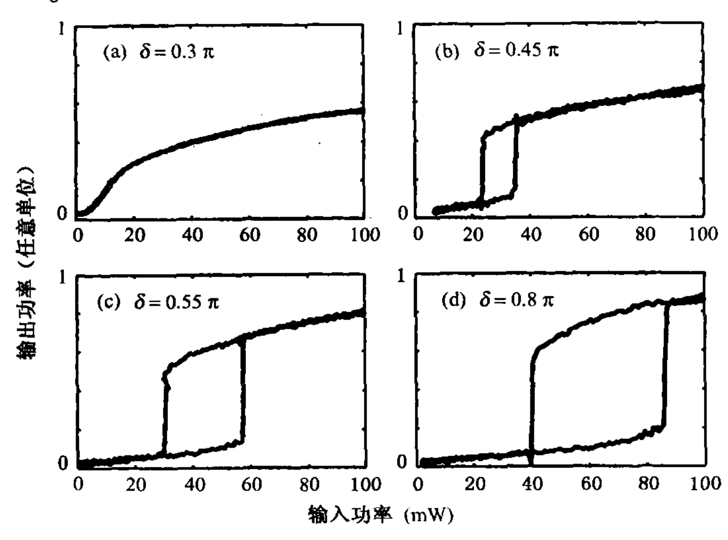


图 3.4 失谐量 δ 在 4 个不同值下，在光纤环形谐振腔中观察到的磁滞回线[28]

3.1.3 非线性动力学和混沌

1979 年发现，环形谐振腔的非线性响应能够感应倍周期通向光学混沌[12]。其基本思想在于识别环形腔中的动力学行为，这种动力学行为对应环形腔中的一种非线性映射(map)，它使腔内光场在环形腔内每往返一次后被映射为一个不同的函数[33~35]。从数学意义上讲，这种映射可记为

$$A^{(n+1)}(0,t)=\sqrt{\rho}A^{(n)}(L_R,t)\exp(i\phi_0)+i\sqrt{(1-\rho)P_i} \tag{3.1.9}$$

式中,上标表示光场在谐振腔内往返的次数,ρ 表示经过耦合器后留在谐振腔内的那部分功率所占的比例(见图 3.1)。腔内光场 $A(z,t)$在每次往返过程中的演化可以用常规非线性薛定谔方程描述

$$i\frac{\partial A}{\partial z}-\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial T^2}+\gamma|A|^2A=0 \tag{3.1.10}$$

式中,$T=t-z/v_g$ 是随脉冲以群速度 v_g 移动的参考系中的时间变量,β_2 是群速度色散(GVD)参量。若在连续波或准连续波条件下忽略 GVD 的影响,则该方程能够解析求解,其简单结果为

$$A(L_R,t)=A(0,t)\exp[i\gamma|A(0,t)|^2L_R] \tag{3.1.11}$$

将式(3.1.11)代入式(3.1.9),对输入功率 P_i 的一个给定值,可用迭代法得到腔内光场的非线性映射。结果表明,即使是连续波输入,环形谐振腔的输出也是和时间有关的;而且对于一定范围内的输入参数,输出按照倍周期路线通向混沌[12]。1983 年,通过实验观察到了这种行为[16],方法是将 Q 开关锁模 Nd:YAG 激光器产生的 140 ps 脉冲入射到一个光纤环形腔内,并精确选择腔长,使往返时间与相邻脉冲的 7.6 ns 的间隔严格匹配(同步泵浦)。

在 1998 年的一个实验中[28],将锁模钛宝石激光器产生的超短脉冲(宽约为 1 ps)入射到一个具有良好稳定性的光纤环形谐振腔内。图 3.5 给出了在两个不同功率水平[图 3.15(a)和图 3.15(c)对应 200 mW,图 3.15(b)和图 3.15(d)对应250 mW]下,采用两个不同的失谐量[(图 3.15(a)和图 3.15(b)对应 $\delta=0.35\pi$,图 3.15(c)和图 3.15(d)对应 $\delta=0.65\pi$]观察到的二倍周期[见图 3.15(a)和图 3.15(b)]和四倍周期[见图 3.15(c)和图 3.15(d)]的图样。在高功率水平下,输出在较宽的失谐范围内是混沌的,且三倍周期窗口被混沌淹没。这些特征与非线性动力学系统的一般理论相符[33~35]。

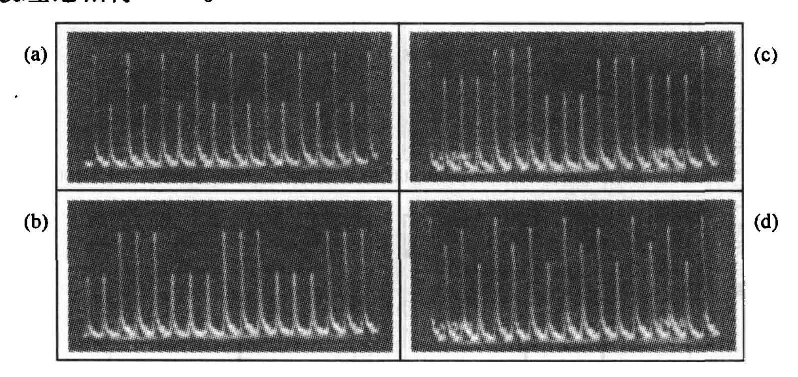


图 3.5 观察到的二倍周期和四倍周期图样[28]

3.1.4 调制不稳定性

即使没有反馈,连续光在光纤中传输时,群速度色散和自相位调制的联合作用也能导致调制不稳定性的发生[2]。一个有趣的问题是,反馈是如何改变这一非线性现象的? 光纤谐振腔内的调制不稳定性相当重要,因为它能将连续光转化为超短脉冲序列[36~41]。

调制不稳定性理论已扩展到将光纤谐振腔内产生的反馈效应包括在内。这种方法用于分析法布里–珀罗谐振腔时相当烦琐,因为必须利用描述前向和后向传输波演化的耦合 NLS 方程[41];而对于环形谐振腔,则可大大简化[39],实际上可以利用方程(3.1.9)和方程(3.1.10)。这种方法与本书原理篇 5.1 节中采用的方法类似[2],将方程(3.1.10)写成如下归一化形式:

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}-\frac{s}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2u=0 \tag{3.1.12}$$

式中，$s=\mathrm{sgn}(\beta_2)=\pm 1$，并且引入了新变量

$$\xi=z/L_R \quad \tau=T/\sqrt{|\beta_2|L_R} \quad u=(\gamma L_R)^{1/2}A \tag{3.1.13}$$

注意，谐振腔长度 L_R 用来定义时间尺度。

方程(3.1.12)的连续波解为 $u=u_0\exp(iu_0^2\xi)$，为检验该解的稳定性，对其在频率 Ω 处扰动，于是

$$u(\xi,\tau)=[u_0+a_1\exp(-i\Omega\tau)+a_2\exp(i\Omega\tau)]\exp(iu_0^2\xi) \tag{3.1.14}$$

式中，a_1 和 a_2 表示微扰，它将产生调制不稳定性的两个边带。用 a_1 和 a_2 将 NLS 方程线性化，可以得到如下耦合线性微分方程组：

$$\mathrm{d}a_1/\mathrm{d}\xi=i(\tfrac{1}{2}s\Omega^2+u_0^2)a_1+iu_0^2a_2 \tag{3.1.15}$$

$$\mathrm{d}a_2/\mathrm{d}\xi=i(\tfrac{1}{2}s\Omega^2+u_0^2)a_1+iu_0^2a_1 \tag{3.1.16}$$

求解以上方程组时必须考虑环形腔的边界条件，即

$$a_j^{(n+1)}(0)=\sqrt{\rho}a_j^{(n)}(1)\exp[i(\phi_0+u_0^2)] \quad (j=1,2) \tag{3.1.17}$$

这里，上角标表示往返次数。

方程(3.1.15)至方程(3.1.17)将两个连续往返中的微扰振幅 a_1 和 a_2 联系起来。对于给定的一组参量值，若经过每次往返后微扰振幅增大，则会发生调制不稳定性。增长率不仅取决于频率 Ω 和输入功率 P_i，而且还取决于光纤环的参量 β_2，γ，ρ 和ϕ_0 的取值。一个有趣的新特征是，调制不稳定甚至可以在光纤的正常群速度色散区存在[40]。此外，调制不稳定性既可以在腔的谐振条件$\phi_0\approx 2m\pi$ 附近发生，也可以在反谐振条件$\phi_0\approx(2m+1)\pi$ 附近发生。后一种情形下的调制不稳定性称为二倍周期型调制不稳定性，因为微扰相位在腔内经过两次往返后得到恢复。图 3.6 给出了 $\rho=0.95$ 和 $u_0=1$ 时环形腔正常群速度色散区的调制不稳定性的增益谱。不同的峰对应于连续光束的失谐，即ϕ_0 偏离谐振条件(细线)或反谐振条件(粗线)0.1π。在实数单位中，当 $\beta_2=30\ \mathrm{ps^2/km}$ 且 $L_R=10$ m 时，$\Omega=1$ 对应的频率约为 0.3 THz。

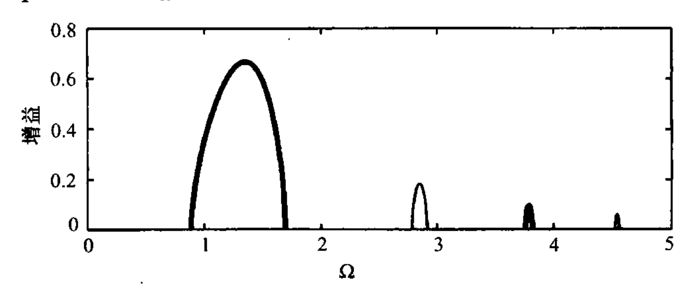


图 3.6　光纤环形谐振腔内正常 GVD 区的调制不稳定性增益谱[40]

利用观察图 3.5 的同样的装置可以通过实验观察到光纤环形谐振腔中的调制不稳定现象[40]。实验用 980 nm 波长锁模钛宝石激光器产生的 1.25 ps 脉冲同步驱动 7.38 m 的环形腔，当输入脉冲的峰值功率超过阈值(约为 500 W)时，脉冲频谱在相当于光纤谐振腔的反谐振位置处形成多个峰。频谱在腔的谐振位置处也表现出多个峰，然而即使在调制不稳定阈值以下，这些谐振频谱峰也能出现。与此相反，反谐振频谱峰只在调制不稳定性阈值以上才出现，并且它们的出现成为腔感应的调制不稳定性存在的有力证据。

3.1.5 超快非线性效应

当短光脉冲入射到腔长比脉冲的色散长度和非线性长度大得多的光纤谐振腔中时，在单个往返时间内就可能发生明显的脉冲整形现象。群速度色散和自相位调制对光纤谐振腔内循环脉冲的联合作用能导致相当有趣的非线性动力学行为[42-47]。稳态图样沿光纤长度可能变化，也可能不变化(即从一次往返到下一次往返时形状不变)，这取决于输入脉冲和光纤参量值。另外，光纤环形腔内脉冲的演化与脉冲是通过正常色散区还是通过反常色散区有关。

下面考虑通过锁模激光器将超短光脉冲同步注入到光纤环形腔内的情形。脉冲在多次往返中的演化由广义 NLS 方程决定[2]。将与三阶色散和脉冲内喇曼散射有关的项包括在内，方程(3.1.10)变为[2]

$$i\frac{\partial A}{\partial z}-\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial T^2}-\frac{i\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial T^3}+\gamma|A|^2A-\gamma T_R A\frac{\partial|A|^2}{\partial T}=0 \tag{3.1.18}$$

式中，T_R 是喇曼参量，对石英光纤其值约为 3 fs。对于长 L_R 的光纤环，经过每一次往返后，该方程应根据下面的边界条件求解：

$$A^{(n+1)}(0,T)=\sqrt{\rho}A^{(n)}(L_R,T)\exp(i\phi_0)+i\sqrt{1-\rho}A_i(T) \tag{3.1.19}$$

式中，上角标表示往返次数，对双曲正割脉冲，输入振幅 A_i 可写为

$$A_i(T)=\sqrt{P_0}\,\mathrm{sech}(T/T_0) \tag{3.1.20}$$

式中，P_0 是脉宽为 T_0 的脉冲的峰值功率，脉冲的半极大全宽度(FWHM)为 $T_p=2\ln(1+\sqrt{2})T_0\approx 1.763T_0$。

假定 10 ps 的脉冲在 100 m 长的光纤环内传输，数值模拟结果表明，每个输入脉冲形成了一个由许多宽约为 1 ps 的子脉冲构成的内在亚结构；并且仅当输入峰值功率低于一定值时才能达到稳态。在稳态条件下子脉冲具有均匀的间隔，不因往返次数的不同而改变。每个子脉冲相当于一个基阶孤子，其宽度和峰值功率满足孤子阶数 $N\approx1$。当输入峰值功率超过临界值时，就会发生类似相变的行为，同时子脉冲的位置和宽度以明显的随机方式连续改变。由于大部分子脉冲能保持孤子特性(表现为 $N\approx1$)，子脉冲的这样一个系综称为孤子气(soliton gas)，图 3.7 给出了亚结构在一次往返时间内在光纤环形腔中的演化。

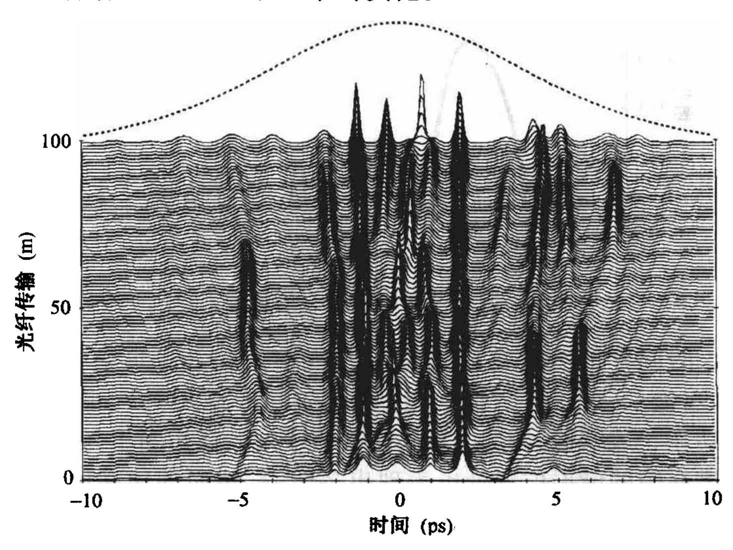


图 3.7　10 ps 脉冲(点线)同步注入 100 m 长的环形谐振腔时亚结构的演化[46]

由于涉及超短时间的量度问题,直接从实验中观察这样的图样比较困难。然而,自相关和频谱测量的结果与基于 NLS 方程的理论预测结果一致。在 1997 年的一个实验中,将色心激光器产生的波长为 1.57 μm 的 2 ps 锁模脉冲注入到由 6 m 长保偏光纤构成的环形谐振腔中,当峰值功率超过一定值时,自相关迹和频谱均发生本质上的变化,这说明子脉冲从规则图样转变为不规则图样。

在正常 GVD 情形下,非线性动力学甚至变得更加复杂[44]。数值模拟表明,每个脉冲仍会生成内在亚结构,但所得图样并不由孤子整形决定。脉冲与脉冲的亚结构并不相同,并表现为倍周期分叉和混沌,这取决于环形谐振腔的线性失谐量ϕ_0。利用 12 ps 脉冲(由工作在 1.32 μm 波长附近的 Nd:YAG 激光器得到)进行的实验表明,脉冲与脉冲的能量也不相同,并且当ϕ_0 在腔谐振位置附近变化时,表现为倍周期通向混沌。

3.2　萨格纳克干涉仪

萨格纳克干涉仪也能利用光纤中的非线性相移而应用于光开关[48~50]。图 3.8 给出了利用光纤耦合器构成的萨格纳克干涉仪的示意图。用一段长光纤将光纤耦合器的两个输出端口连接起来形成一个环,就可以形成萨格纳克干涉仪。它看上去与光纤环形谐振腔类似,但二者间的工作方式相差甚远,这是因为它们之间存在两个关键差别:第一,所有光全部从萨格纳克干涉仪的输入端口进入,经过一次往返后从谐振腔输出,因此没有任何反馈机制;第二,输入光场被分成沿相反方向传输的两部分,二者光程相同并在耦合器内发生相干干涉。

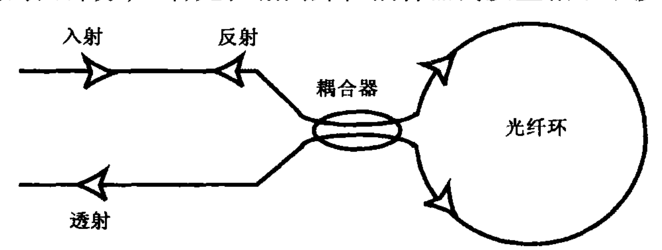


图 3.8　作为非线性光纤环形镜的全光纤萨格纳克干涉仪的示意图

反向传输的两束光的相对相位差决定了输入光被萨格纳克干涉仪反射还是透射。实际上,若采用 3 dB 耦合器,则所有输入光全部被反射,这时萨格纳克环相当于一个理想的全反镜。这种器件可以设计成能透射高功率信号,同时反射低功率信号,这样就相当于一个全光开关。基于此原因,萨格纳克干涉仪也称为非线性光纤环形镜(nonlinear fiber-loop mirror),其已经引起极大关注,它不仅用于光开关,而且还用于锁模和波长解复用。

3.2.1　非线性透射

考虑连续或准连续波入射的情形,就很容易理解非线性开关的物理机制。当连续或准连续光信号从光纤耦合器的某一端口入射时,萨格纳克干涉仪的透射率取决于耦合器的功分比,若输入功率 P_0 沿顺时针方向传输的部分占全部功率的比例为 ρ,则长为 L 的环形镜的透射率可以这样得到:首先计算反向传输的两束光经过一次往返后得到的相移,然后在耦合器中对这两束光进行相干叠加,注意应包括耦合器引入的任何相对相移,这一点非常重要。若利用式(2.1.22)给出的光纤耦合器的传输矩阵并令 $A_2(0)=0$,则前向(顺时针)和后向(逆时针)传输光场的振幅为

$$A_f=\sqrt{\rho}A_0 \qquad A_b=i\sqrt{1-\rho}A_0 \tag{3.2.1}$$

对长 l_c 的耦合器，$\rho=\cos^2(\kappa l_c)$。注意，耦合器对后向光场 A_b 引入了 $\pi/2$ 的相移。经过一次往返后，两个光场不但获得了线性相移，而且还获得了自相位调制和交叉相位调制感应的非线性相移。结果两个光场到达耦合器后变为

$$A'_f=A_f\exp[i\phi_0+i\gamma(|A_f|^2+2|A_b|^2)L] \tag{3.2.2}$$

$$A'_b=A_b\exp(i\phi_0+i\gamma(|A_b|^2+2|A_f|^2)L] \tag{3.2.3}$$

式中，$\phi_0\equiv\beta L$ 是线性相移，L 是环的长度，β 是环内传输常数。

利用光纤耦合器的传输矩阵可以得到反射和透射光场为

$$\begin{pmatrix}A_t\\A_r\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\sqrt{\rho} & i(1-\rho)^{1/2}\\ i(1-\rho)^{1/2} & \sqrt{\rho}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}A'_f\\A'_b\end{pmatrix} \tag{3.2.4}$$

利用式(3.2.1)至式(3.2.4)，萨格纳克环的透射率 $T_S\equiv|A_t|^2/|A_0|^2$ 为[50]

$$T_S=1-2\rho(1-\rho)\{1+\cos[(1-2\rho)\gamma P_0L]\} \tag{3.2.5}$$

式中，$P_0=|A_0|^2$ 是入射功率。由于线性相移完全被抵消，因此未在式中出现。若 $\rho=0.5$，则 $T_S=0$，即环对任何功率信号的反射率均为 100%(这就是光纤环形镜这一名称的来由)。从物理意义上讲，若输入功率在两反向传输的光之间是均分的，则两束光的非线性相移相等，结果这两束反向传输光之间的相对相位差为零。然而，若功分比 ρ 不等于 0.5，则光纤环形镜在高功率和低功率下表现出不同的特性，可以用做光开关。

图 3.9 给出了两个 ρ 值下透射功率随入射功率 P_0 的变化关系，并由此表明了全光纤萨格纳克干涉仪的非线性响应特性。因为 $T_S\approx1-4\rho(1-\rho)$，若 ρ 接近 0.5，则在较低功率下几乎没有光透射。在高功率下，只要满足

$$|1-2\rho|\gamma P_0L=(2m-1)\pi \tag{3.2.6}$$

自相位调制感应的相移就会使输入信号 100% 透射，式中 m 是整数。正如图 3.9 所示，当入射功率增加时，器件周期性地实现从低透到高透的开关功能。实际应用中通常只将第一个透射峰用于光开关，因为此时需要的功率最低。利用式(3.2.6)可以估算出 $m=1$ 时的开关功率。对 100 m 长的光纤环，若取 $\rho=0.45$ 和 $\gamma=10\ \mathrm{W^{-1}/km}$，则开关功率为 31 W。增加环长可以降低开关功率，但这时要考虑光纤损耗和群速度色散的影响，而在推导式(3.2.5)时将它们忽略了。

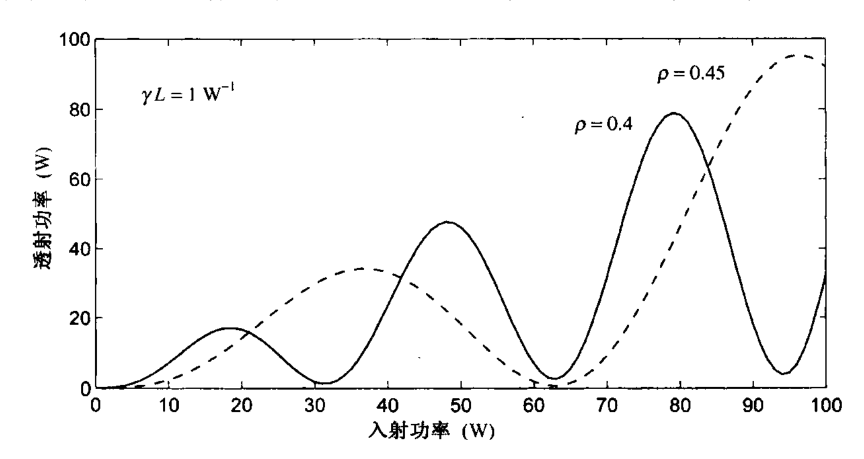


图 3.9 全光纤萨格纳克干涉仪的非线性响应特性

3.2.2 非线性开关

从 1989 年开始，就在一些实验中观察到全光纤萨格纳克干涉仪的非线性开关功能[51~57]，大部分实验采用具有高峰值功率的短脉冲。在这种情形下，环透射率对功率的依赖关系[见式(3.2.5)]将使脉冲产生显著畸变，因为仅脉冲的中央部分足够强，能通过非线性开关，而脉冲的其余部分被反射回去。在 1989 年的一个实验中[51]，将 Q 开关锁模 Nd:YAG 激光器产生的 180 ps 脉冲入射到 25 m 长的萨格纳克环中，当峰值功率增加到 30 W 以上时，透射率从百分之几增加到 60%。正如所预期的，由于仅脉冲的中央部分透射出去，透射脉冲比输入脉冲窄。正如在 2.3 节中讨论的，实际应用中利用孤子效应能避免因形状引起的光脉冲畸变，因为孤子沿整个脉冲的非线性相位是均匀的，但这需要在光纤反常色散区传输的是超短脉冲(脉宽小于 10 ps)。若光脉冲足够短，则反向传输的孤子间的交叠时间比往返时间小得多，因此它们之间的 XPM 感应的耦合可以忽略。这样就可以利用形式为方程(3.1.12)的两个解耦合的 NLS 方程来研究光纤环内反向传输的孤子。

SPM 感应开关

1989 年，将波长位于光纤环反常色散区的超短脉冲入射到萨格纳克干涉仪中，结果观察到了孤子开关效应。在一个实验中[52]，将工作在 1.5 μm 附近的色心激光器产生的锁模脉冲(宽约为 0.4 ps)入射到由 58:42 光纤耦合器构成的 100 m 长的萨格纳克环中；在另一个实验中[53]，利用保偏光纤(零色散波长在 1.58 μm 附近)构成 25 m 长的环，0.3 ps 的输入脉冲(形成基阶孤子所需的能量为 $E_1 = 33.2$ pJ)由工作在 1.69 μm 附近的色心激光器得到。图 3.10 给出了在该实验中观察到的开关特性(左图)及对应的数值模拟结果(右图)。透射脉冲和反射脉冲的能量(分别为 E_{OUT} 和 E_{REFL})随输入脉冲能量 E_{IN} 变化，这清楚地表明了环形镜具有非线性开关特性。当输入脉冲能量突变到接近 55 pJ(峰值功率约为 100 W)时，透射脉冲能量从百分之几增至 90%。

由于孤子效应起重要作用，利用 0.3 ps 脉冲得到的实验结果不能用前面给出的简单的连续波理论来解释，而利用适当的边界条件数值求解广义 NLS 方程[见方程(3.1.18)]得到的结果却和实验符合得很好[53]。研究发现，对于这种超短脉冲，将引起孤子频移的高阶非线性效应(脉冲内喇曼散射)包括在内十分重要[2](见本书原理篇 5.5 节)，该项限制了峰值透射率，使其无法达到 100%，并在高功率下导致脉冲分裂。

在环内引入光纤放大器能降低萨格纳克干涉仪的开关阈值[56]。若放大器靠近光纤耦合器放置，则由于反向传输的脉冲不是被同时放大，因此引入了非对称特性，即放大器破坏了萨格纳克干涉仪的平衡，即使使用的是 50:50 的耦合器($\rho = 0.5$)。这种情形下的开关特性可以这样理解：正向传输的光在进入光纤环时被放大，而反向传输的光恰好在离开光纤环前被放大，整个环内两束光的强度就相差很大，微分相移也相当大。事实上，假设顺时针传输的光首先被放大 G 倍，将式(3.2.2)中的 A_f 乘以$\sqrt{G}$，就能够用式(3.2.4)来计算透射率，结果为

$$T_S = 1 - 2\rho(1-\rho)\{1 + \cos[(1-\rho-G\rho)\gamma P_0 L]\} \tag{3.2.7}$$

用$(1-\rho-G\rho)$代替式(3.2.6)中的$(1-2\rho)$，则可得到完全透射条件。若 $\rho = 0.5$，则开关功率为(取 $m = 1$)

$$P_0 = 2\pi/[(G-1)\gamma L] \tag{3.2.8}$$

由于放大倍数 G 可高达 30 dB，因而开关功率可以减小到原来的千分之一，这样的器件称为非



线性放大环形镜(nonlinear amplifying loop mirror),它能对峰值功率低于 1 mW 的脉冲实现开关功能。随着光纤放大器的出现(见第4 章),非线性放大环形镜的实现也相当简单。在一个对基本概念的验证中[56],将 4.5 m 长的掺铉光纤熔接到由 3 dB 耦合器构成的 306 m 长的光纤环内,利用 10 ns 脉冲观察到了类准连续开关效应。即使放大器仅提供 6 dB 的增益(放大 4 倍),开关功率也能减小到约为 0.9 W。在后来的实验中[57],利用半导体光放大器为反向传输的光提供不同的增益,将从半导体激光器得到的 10 ns 的脉冲入射到 17 m 长的光纤环中,结果开关功率低于 250 μW。

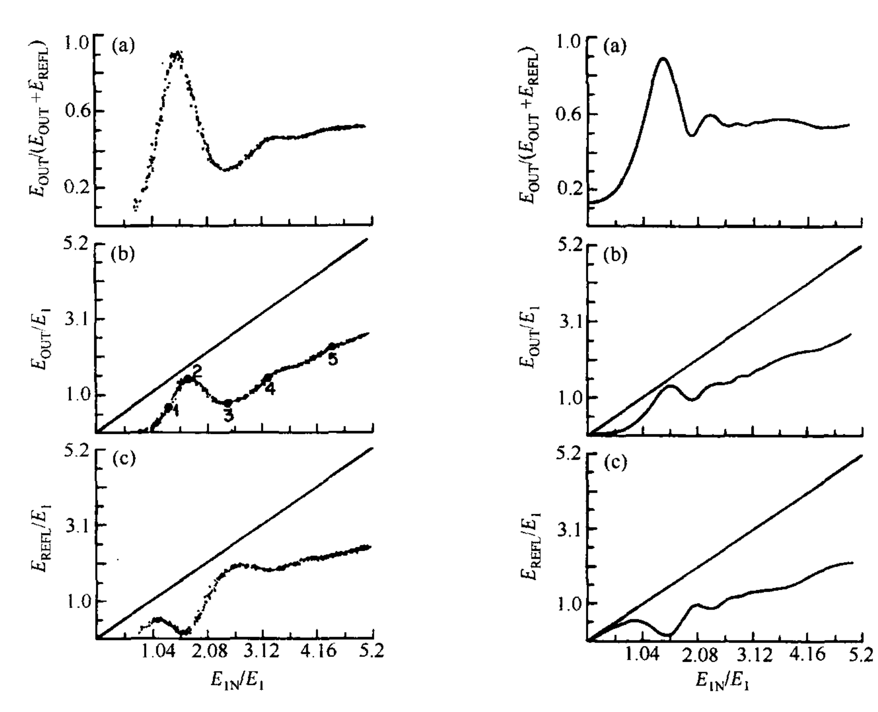


图 3.10 非线性光纤环形镜的开关特性[53]

利用 GVD 不是常量而是沿环变化的光纤环,也可以破坏萨格纳克干涉仪的平衡[58~65]。例如,色散渐减光纤或梯状色散光纤(由不同色散特性的光纤串联在一起)的 GVD 值可以连续变化,最简单的情况是用两种类型的光纤构成萨格纳克环,这与光波系统中用于 GVD 补偿的色散管理方案类似。由于反向传输的两束光完成一次往返需经历不同的群速度色散,因此色散变化光纤环破坏了萨格纳克干涉仪的平衡。这种萨格纳克环最值得注意的特征是,对任意功率下的连续光环仍能保持平衡,这是因为 GVD 对它们无影响。然而,光脉冲的演化同时受 GVD 和 SPM 的影响,使反向传输的两光脉冲之间产生净相对相移,结果光脉冲能够从输出端口透射出去,而任何连续波背景噪声被色散不平衡萨格纳克环反射回去。在一个实验中[60],利用等长度的标准通信光纤($\beta_2 = -23\ \mathrm{ps^2/km}$)和色散位移光纤($\beta_2 = -2.3\ \mathrm{ps^2/km}$)构成 20 m 长的光纤环,对连续背景观察到了 22 dB 的消光比。

XPM 感应开关

萨格纳克干涉仪的另一类重要应用是基于交叉相位调制(XPM)效应,当控制信号或泵浦信号注入到萨格纳克环中并只沿某个方向传输时,会通过 XPM 对反向传输的两束光中的其中一束产生感应的非线性相移,而另一束光并不受其影响。从本质上讲,控制信号用来破坏萨格纳

克干涉仪的平衡，这一点与用光放大器产生不同的 SPM 感应相移类似。结果光纤环可以用 50:50 耦合器构成，在无控制脉冲时低功率连续光被反射，而加上控制脉冲时则被透射。许多实验已经表明了 XPM 感应开关的潜力[66~75]。早在 1989 年，就利用峰值功率约为 25 W 且波长为 532 nm 的强皮秒泵浦脉冲，对 632 nm 的连续信号(从氦氖激光器得到)实现了透射率从零到接近 100%的开关特性[66]。

若信号波长和泵浦波长间隔较大，应考虑到群速度失配引起的走离效应。在不考虑 GVD 效应时，耦合器内的 XPM 感应相对相移为[2]

$$\phi_{\mathrm{XPM}} = 2\gamma \int_0^L |A_p(T - d_w z)|^2 \mathrm{d}z \tag{3.2.9}$$

式中，A_p 是泵浦脉冲振幅，$T = t - z/v_{gs}$ 是随信号脉冲以群速度 v_{gs} 移动的参考系中的时间量度，$d_w = v_{gp}^{-1} - v_{gs}^{-1}$ 表示泵浦脉冲和信号脉冲间的群速度失配。对于特定形状的泵浦脉冲，以上积分可以用解析方法求出。例如，对 $A_p(T) = \sqrt{P_p}\,\mathrm{sech}(T/T_0)$ 的双曲正割泵浦脉冲，XPM 感应相移为[67]

$$\phi_{\mathrm{XPM}}(\tau) = (\gamma P_p/\delta_w)[\tanh(\tau) - \tanh(\tau - \delta_w)] \tag{3.2.10}$$

式中，$\tau = T/T_0$，$\delta_w = d_w L/T_0$。相移不但与时间有关，而且其曲线形状还明显受群速度失配的影响。只要相移接近 π 的奇数倍，环的透射率就能保持为较高的值，透射信号形状就能随泵浦脉冲的形状和峰值功率的变化而发生显著变化。

当光纤零色散波长位于泵浦波长和信号波长中间时，两波具有同样的群速度($d_w = 0$)，这样就能解决脉冲走离这一难题。事实的确如此，在 1990 年的一个实验中[68]，利用保偏光纤构成这样的 200 m 长萨格纳克环来消除脉冲走离的影响，实验利用峰值功率为 1.8 W 且波长为 1.32 μm 的 120 ps 泵浦脉冲，对 1.54 μm 的信号实现了开关功能。在后来的实验中，将增益开关 DFB 激光器发出的 1.55 μm 波长的 14 ps 泵浦脉冲用光纤放大器放大后，能对 1.32 μm 波长附近的连续信号实现开关功能。

为避免由于泵浦和信号脉冲间的波长差异导致的脉冲走离，也可以利用波长与信号脉冲波长相同但与之正交偏振的泵浦脉冲来实现[69]。这时，由于偏振模色散，仍存在群速度失配问题，但相当小。并且，以周期方式交替改变保偏光纤的快、慢轴构成的萨格纳克环更具优势。在实现这一思想的一个实验中[70]，10.2 m 长的环由 11 段这样的"段元"组成，正交偏振的泵浦和信号脉冲(宽约为 230 fs)注入到环中并以孤子形式传输。泵浦脉冲沿快轴偏振并经过一个初始延迟，这样它将在第一个"段元"中赶上并超过信号脉冲；而在第二个"段元"中由于快慢轴反转过来，信号脉冲传输更快并将赶上泵浦脉冲。在每一个"段元"内都重复这一过程，结果两孤子在萨格纳克环内要经多次碰撞，因而 XPM 感应相移显著增大。

3.2.3 应用

利用构成萨格纳克环的光纤中发生的不同非线性效应，如 XPM，SPM 和 FWM，可以将非线性光纤环形镜用于许多方面。光纤非线性的主要优点是它的超快本性[2]，利用它可以实现飞秒时间尺度上的全光信号处理。随着能将非线性参量 γ 的值提高上千倍的高非线性光纤的出现，已经通过减小非线性光纤环的长度使萨格纳克干涉仪更为实用。

脉冲整形和噪声降低

非线性萨格纳克干涉仪能反射低强度信号而毫无影响地透射高强度信号，从这个意义上讲，它相当于一个高通滤波器。这一特性与可饱和吸收体类似，后者能吸收弱信号，而对高强度

信号是透明的。在实际应用中,可饱和吸收体的响应速度在10 ps以上,而石英光纤的非线性响应几乎是瞬时的(小于10 fs),这是它们之间的关键区别。

萨格纳克干涉仪的一个简单应用是脉冲整形和脉冲净化。例如,若短脉冲含有较宽的低强度基座,则通过这种器件就可以将基座消除[76]。与此类似,如果一个孤子脉冲序列被淹没在色散波或放大自发辐射中,通过一个全光纤萨格纳克环就可以将其"净化"。由于孤子可作为一个整体被开关,因此它们从环中透射出去,而低能量的色散波或噪声被反射回去。萨格纳克环还能用于脉冲压缩(见第6章)和通过注入双波长信号产生高重复频率的短光脉冲序列[77]。

可饱和吸收体通常用于激光器的被动锁模以产生皮秒脉冲,然而由于其非线性响应迟缓而限制了它们的使用。非线性光纤环形镜的响应时间在飞秒量级,早在1990年就有人提出将其用于被动锁模激光器[78],事实上,这种方法导致了一类新型光纤激光器(即8字形激光器)的出现[79],这样的激光器能产生飞秒脉冲,第5章将对此进行介绍。

萨格纳克环中的XPM感应开关效应还可以用于波长变换。其基本思想是,将一束连续光和波长不同的控制脉冲一起注入环中,在无控制脉冲时,平衡的萨格纳克干涉仪相当于一个理想的反射镜,会将连续光反射回去;然而,在有控制脉冲时,每个控制脉冲一方面通过交叉相位调制给连续光施加相移,另一方面将连续光的一个时间片导向输出端口,结果产生波长等于连续光波长的脉冲序列。实际上,萨格纳克环相当于一个全光门,在每个控制脉冲的持续时间内开启。显然,这样的器件能作为波长变换器使用,这种工作模式对WDM网络非常有用。一个附加优点是,波长变换脉冲序列的质量比控制脉冲自身的质量更高。在1992年的一个实验中[80],利用从工作在1533 nm附近的增益开关DFB激光器得到的控制脉冲,将1554 nm的连续光变换成脉冲序列。尽管60 ps的控制脉冲是高度啁啾的,但通过萨格纳克环产生的脉冲却是近变换极限的,其质量如此之高以至于能够在光纤环路中传输2400 km[81]。2000年,非线性光纤环形镜用于40 Gbps比特率的波长变换[82],在第9章中将会更详细地讨论这种应用。

萨格纳克干涉仪对光波系统中的全光信号再生也很有用,因为它能对脉冲整形,同时降低了噪声水平[83]。将几个萨格纳克环串联,能显著提高这种干涉仪的脉冲整形能力[84]。利用非线性参量γ的值相对较高的光纤可以减小环长。在2000年的一个实验中[85],利用这种光纤构成了两个串联的萨格纳克环,其中第一个环中的XPM感应开关效应将10 Gbps的数据信号(作为控制信号)进行波长变换,第一个环的输出作为第二个环的控制信号,并将波长切换回到初始波长,最终结果是实现了数据的再生(噪声降低和脉冲整形),而并未改变其波长。有关全光再生的更多细节将在第9章中介绍。

全光逻辑操作

萨格纳克环的另一类重要应用是光波系统的数字比特流的格式转换和逻辑操作。非线性萨格纳克环可用来作为A/D(模/数)和D/A(数/模)转换器[86],还能将频率调制转换为强度调制[87]。早在1983年,就有人指出利用非线性萨格纳克环实现全光逻辑操作是可行的[48]。1991年,利用保偏萨格纳克环验证了与门(AND)、异或门(XOR)和同或门($\overline{\text{XOR}}$)等基本逻辑操作[88]。实验是利用反向传输的两个控制信号来实现这一功能的。

为理解萨格纳克环是如何实现这一数字逻辑操作的,现考虑一规则脉冲序列(光时钟)通过3 dB耦合器入射到环中的情形。若无控制信号,则所有"1"比特均被反射回去;若两数据流(由"1"和"0"比特组成的伪随机序列)作为控制信号注入环中,则当两个控制信号在给定时隙内具有相同比特时,光时钟脉冲将被反射回去,否则被透射出去。原因在于当两个控制信号在给定

时隙内具有不同比特时，产生了由交叉相位调制感应的净相移。这样，透射信号和反射信号分别对应异或门和同或门，而与门仅需要一个控制信号，因为只有当控制比特和信号比特同时出现时，脉冲才被透射。只利用一个控制信号还能实现反相操作。

在 1991 年的一个实验中[88]，将 1.54 μm 波长的 DFB 激光器发射的光脉冲和 1.32 μm 波长的 Nd:YAG 激光器发射的 100 ps 控制脉冲一同注入保偏萨格纳克环中，实现了逻辑操作。环长 200 m，实现 π 相移所需的功率约为 1 W。萨格纳克逻辑门的系统级的应用也得到研究[89]，这种应用需要考虑几个因素，如信号脉冲与光时钟脉冲的走离、GVD 感应脉冲展宽及定时抖动等[90]。

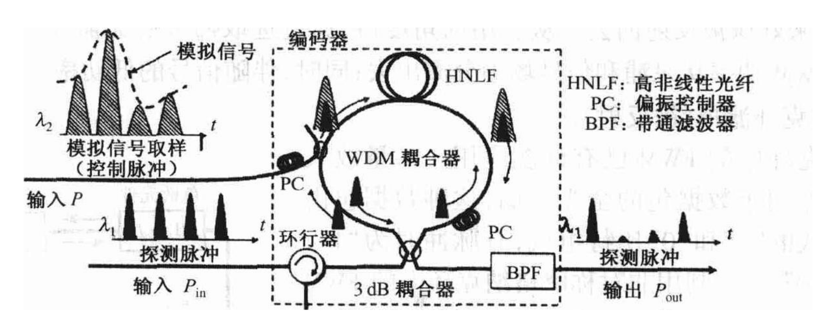


图 3.11　用于 A/D 转换的基于萨格纳克环的编码器[91]

近年来，萨格纳克光纤环在 A/D 转换方面的应用引起了极大关注[91]。首先通过对模拟信号取样来产生相对宽的脉冲，然后将其分割成 N 部分，其中 N 是表示每个取样的比特数。由 N 个编码器和 N 个门限器组成的一个并行序列使模拟信号数字化。图 3.11 给出了编码器的实验方案，在环内沿顺时针方向传输的编码脉冲作为控制信号，波长不同的更短的探测脉冲沿两个方向在环内循环。每个控制脉冲通过 XPM 使顺时针传输的探测脉冲产生相移，相移的大小正比于控制脉冲的峰值功率。逆时针传输的探测脉冲的 XPM 感应相移较小，因为它正比于模拟信号的平均功率。最终结果是，透射探测脉冲的峰值功率取决于在顺时针方向与之交叠的控制脉冲的峰值功率，通过适当调节编码器的传递函数和阈值大小，就能将模拟信号转换成数字信号。利用非线性光纤环形镜还实现了全光 D/A 转换[92]。

参量环形镜

另一类重要的应用基于非线性萨格纳克干涉仪中的四波混频(FWM)效应[93~103]。正如本书原理篇第 10 章所讨论的[2]，不同波长的泵浦波和信号波同时在光纤中传输时，会通过 FWM 过程产生闲频波，信号波和闲频波均能通过参量放大过程获得增益，而且闲频波的相位通过相位匹配条件与信号波的相位相联系。基于此原因，这样的四波混频过程又称为相位共轭(phase conjugation)。

萨格纳克环中泵浦场和信号场的反向传输特性，以及 SPM 和 XPM 感应的非线性相移大大改变了其中的 FWM 过程，为突出参量增益的重要性，这种器件称为光学参量环形镜(optical parametric loop mirror)[93]。图 3.12 给出了这种器件的结构示意图，泵浦场和信号场(E_p 和 E_s)从耦合器的同一端口注入环中，若用 3 dB 耦合器构成平衡的萨格纳克干涉仪，则泵浦场和信号场被均分成两部分，都将被环形镜反射回去。另一方面，若将一段色散光纤置于耦合器附近，以破坏干涉仪的平衡，则环内产生的 FWM 分量 E_f(闲频波)会表现出不对称性。

为理解参量环形镜的工作原理,需要考虑闲频波两反向传输分量(E_{f3}和 E_{f4})的相对相位差。由于泵浦、信号和共轭场的频率不同(分别为 ω_p, ω_s 和 ω_c),它们在色散光纤中的传输常数也不同,因此长为 L_f 的色散光纤就引入了净相对相移ϕ_d。结果从萨格纳克环的输出端口 2 输出的 FWM 功率就取决于这一相移,并由下式给出[93]:

$$P_{\text{out}} = P_c \sin^2(\phi_d/2) \qquad \phi_d = [2\beta(\omega_p) - \beta(\omega_s) - \beta(\omega_c)]L_f \tag{3.2.11}$$

式中,P_c 是 FWM 过程产生的总功率,剩余功率从输入端口输出。这样,若ϕ_d 是 π 的奇数倍,则 FWM 信号在输出端口出现;相反,若ϕ_d 是 π 的偶数倍,则该环相当于一个相位共轭镜,因为所有 FWM 功率看来好像被反射回去。从实用的角度讲,通过选取$\phi_d = \pi$,无需光学滤波器就能将频率为 ω_c 的 FWM 功率从泵浦和信号场中分离出去;同时,伴随信号的低功率噪声(如放大自发辐射)被萨格纳克环滤掉(被反射)。

萨格纳克环中的 FWM 已有许多应用。参量放大的相敏特性能用于数据包的全光存储,这种数据包由皮秒脉冲形式的"1"和"0"比特组成,有脉冲时为"1",无脉冲时为"0"[102]。利用非对称萨格纳克环中的 FWM 还能产生振幅压缩孤子[95]。非线性萨格纳克干涉仪中的 FWM 已用来制造参量振荡器,通过对萨格纳克环的同步泵浦,能产生短于 1 ps 的脉冲[96],而且这种参量振荡器在40 nm宽的范围内是可调谐的[97]。参量放大还能将放大器的噪声指数降至 3 dB 量子极限以下(见第 4 章)。在 2000 年的一个实验中[98],实现了 16 dB 的增益,而噪声指数仅为 2 dB。

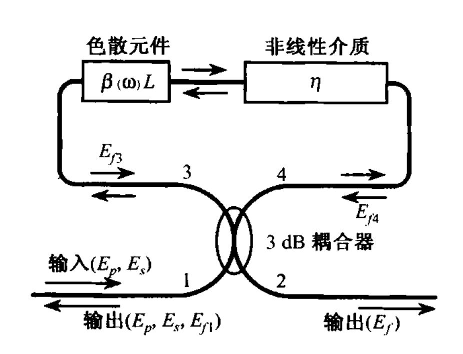


图 3.12 通过四波混频过程作为参量环形镜的萨格纳克干涉仪[93]

另一个应用是将非线性萨格纳克干涉仪用于相位共轭。一个实验是将两正交偏振的泵浦波从萨格纳克干涉仪的不同端口注入,由此实现的相位共轭器不但是偏振不敏感的,而且无波长漂移[99]。另一个实验是在萨格纳克环内利用半导体光放大器实现相位共轭[100],当将这个相位共轭器置于光纤链路中点时,能在 80 Gbps 比特率下对 106 km 标准光纤进行色散补偿。由于相位共轭,FWM 信号的频谱是原信号频谱的镜像,因此这一色散补偿技术也称中间谱反转(midway spectral inversion)[104]。

3.3 马赫-曾德尔干涉仪

将两个光纤耦合器串联,就可以构成一个全光纤马赫-曾德尔干涉仪,如图 3.13 所示。第一个耦合器将输入信号分成两部分,若两臂长度不等,则这两路信号在第二个耦合器中发生干涉之前就将获得不同的相移。这种器件和萨格纳克干涉仪具有同样功能,但前者有一个附加优点,即没有任何光反射回输入端口。另外,干涉仪中的两个光场通过的是物理上完全分开的路径,因此只要简单利用不同的臂长,就可以破坏马赫-曾德尔干涉仪的平衡。即使两臂长相同,也可以利用 XPM 感应相移破坏干涉仪的平衡(如图 3.13 所示)。然而,这一特征也使干涉仪易受外界环境变化的影响。早在 1987 年,人们就开始研究马赫-曾德尔干涉仪中的非线性效应了,这一直是令人感兴趣的课题[105~118]。

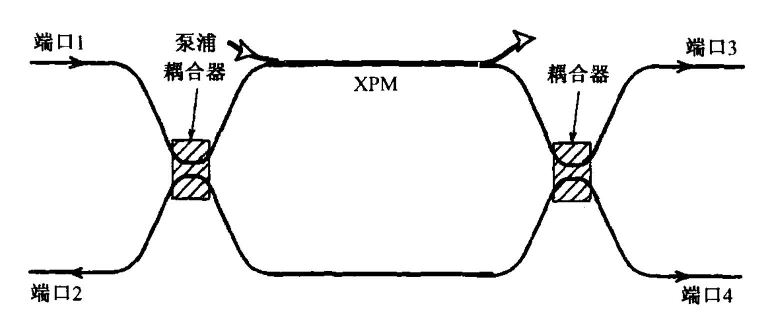


图 3.13　马赫-曾德尔干涉仪的示意图

3.3.1　非线性特性

马赫-曾德尔干涉仪中的非线性开关理论与萨格纳克干涉仪中的类似，两者的主要区别是，在第一个光纤耦合器的输出端产生的两个光场选择了不同的物理路径，因此只得到自相位调制感应相移。一般而言，两个耦合器没必要完全相同，它们可以有不同的功分比 ρ_1 和 ρ_2；干涉仪的两臂也可以有不同的长度和传输常数。下面将考虑一个非对称的马赫-曾德尔干涉仪，并求出当功率为 P_0 的一束连续光从某一输入端口入射时两输出端口的透射功率。对第一个耦合器利用式(3.2.1)并同时考虑线性和非线性相移，则第二个耦合器中的光场为

$$A_1 = \sqrt{\rho_1}A_0\exp(i\beta_1L_1 + i\rho_1\gamma|A_0|^2L_1) \tag{3.3.1}$$

$$A_2 = i\sqrt{1-\rho_1}A_0\exp[i\beta_2L_2 + i(1-\rho_1)\gamma|A_0|^2L_2] \tag{3.3.2}$$

式中，L_1 和 L_2 分别是马赫-曾德尔干涉仪两臂的长度，β_1 和 β_2 是两臂的传输常数。

利用第二个光纤耦合器的传输矩阵

$$\begin{pmatrix} A_3 \\ A_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\rho_2} & i(1-\rho_2)^{1/2} \\ i(1-\rho_2)^{1/2} & \sqrt{\rho_2} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} \tag{3.3.3}$$

可以得到马赫-曾德尔干涉仪输出端口的光场。马赫-曾德尔干涉仪直通臂的透射率 $T_b = |A_3|^2/|A_0|^2$ 为

$$T_b = \rho_1\rho_2 + (1-\rho_1)(1-\rho_2) - 2[\rho_1\rho_2(1-\rho_1)(1-\rho_2)]^{1/2}\cos(\phi_L + \phi_{\rm NL}) \tag{3.3.4}$$

式中，相对相移的线性和非线性部分分别为

$$\phi_L = \beta_1L_1 - \beta_2L_2 \qquad \phi_{\rm NL} = \gamma P_0[\rho_1L_1 - (1-\rho_1)L_2] \tag{3.3.5}$$

对由两个 3 dB 耦合器构成的对称马赫-曾德尔干涉仪，有 $\rho_1 = \rho_2 = \frac{1}{2}$，因此该式可大大简化。对于这种耦合器，当 $L_1 = L_2$ 时非线性相移为零，这时直通端口的透射率为 $T_b = \sin^2(\phi_L/2)$。由于线性相移ϕ_L 和频率有关，所以输出取决于入射光波长，于是，马赫-曾德尔干涉仪可以用做光学滤波器。将相对程长经过适当调节的这种干涉仪串联使用，能够改善器件的频谱响应。

通过改变入射信号的输入峰值功率，可以对马赫-曾德尔干涉仪某一端口的输出实现从低到高(或相反)的开关功能，从这个意义上讲，马赫-曾德尔干涉仪的非线性响应与萨格纳克干涉仪的类似。图 3.14 给出了对于两个ϕ_L 值，峰值入射功率在 0 ~ 25 W 范围内变化时实验观察到的直通端口(圆圈)和交叉端口(叉线)的透射[111]；为便于比较，图 3.14 同时给出了两耦合器的功分比 $\rho_1 = 0.34$ 且 $\rho_2 = 0.23$ 时，由式(3.3.4)得到的理论结果(用实线和点线表示)。由于本实验中的马赫-曾德尔干涉仪是由含两个同样的纤芯的双芯光纤与光纤耦合器的每一端相连构成

的,所以该干涉仪的两臂长完全相等($L_1 = L_2$),这一结构避免了发生在毫秒时间尺度上的时域起伏。而当马赫-曾德尔干涉仪的两臂采用两段不同的光纤时,这些起伏的发生是不可避免的,并且需要主动稳定方案来控制这种起伏[106]。

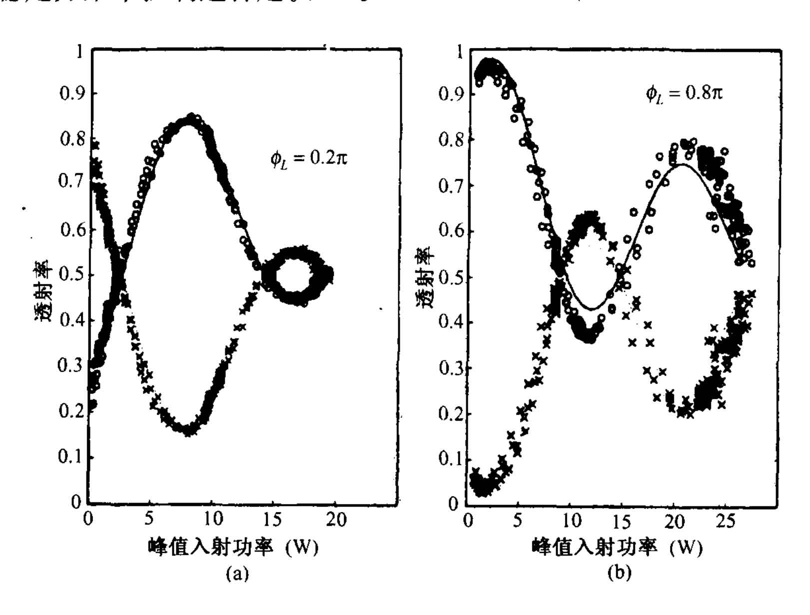


图 3.14 两个不同ϕ_L 值下马赫-曾德尔干涉仪的非线性开关特性[111]

与萨格纳克干涉仪的情形类似,向图 3.13 所示的马赫-曾德尔干涉仪的某一臂中注入泵浦光,通过 XPM 感应的相移也能够实现开关功能。在一个实验中,马赫-曾德尔干涉仪的一臂与 1.6 m 长的掺镱光纤相连,而另一臂采用未掺杂的光纤[114]。利用 1.31 μm 和 1.55 μm 的半导体激光器提供信号时,掺杂都不会影响从马赫-曾德尔干涉仪的某一输入端口入射的信号,大部分信号从交叉端口出射;而当 980 nm 的泵浦光注入带有掺杂光纤的那条臂中时,信号在泵浦功率不到5 mW 时就被开关到直通端口。这种开关效应的物理机制是由于 980 nm 附近的吸收饱和导致在信号波长处感应的相移,尤其重要的是,仅几毫瓦的泵浦功率就能感应出大小等于 π 或更大的相移。这一机制应与前面讨论萨格纳克干涉仪时提到的 XPM 感应相移区分开,因为此处的相移是由光纤掺杂而不是由光纤非线性引起的。

对于超短光脉冲的情形,为准确描述非线性开关过程,必须将色散效应包括在内。若 XPM 感应开关是通过入射波长不同的泵浦脉冲实现的,则走离效应将显著减小 XPM 感应相移。通过选择泵浦脉冲和信号脉冲的波长相同,使泵浦脉冲和信号脉冲正交偏振,因而可以避免走离效应。在 1995 年的一项研究中[112],用数值方法研究了这种方案。研究发现,当泵浦脉冲的峰值功率因为 GVD 增加到超过某个最佳值时,开关对比度降低;当泵浦脉冲和信号脉冲同偏振时,由于走离效应,情况将变得更糟。

3.3.2 应用

马赫-曾德尔干涉仪有许多应用,其中大部分应用是基于仅少量改变其中一臂的折射率就能大幅度改变其输出这一特性的。利用 $LiNbO_3$ 或半导体波导构成的马赫-曾德尔干涉仪通常用做高速调制器,因为通过对这些电光材料加电压可感应其折射率发生改变。石英光纤没有这一特性,但可以通过光学方法(自相位调制或交叉相位调制)或通过改变外部环境(如温度或压

力)来改变其折射率。后一特性对制造光纤传感器非常有用[119~121],由于这种应用没有用到光纤的非线性,在此不予讨论。

马赫-曾德尔干涉仪的另一类应用是用做光学滤波器,利用此技术已发展了几种插分复用器[122~126],其中最简单的构造是用一系列交叉连接的光纤耦合器形成一个马赫-曾德尔链。由于这种器件通过谐振方式从 WDM 信号中将某个特定波长的信道耦合到某一输出端口,而其余信道出现在其他输出端口,因此有时也称之为谐振耦合器(resonant coupler)。通过控制不同定向耦合器的功分比,可以优化这种谐振耦合器的性能[122]。布拉格光栅的波长选择特性也可以用来制造插分复用器[7]。一种结构是,在马赫-曾德尔干涉仪每一臂的中心写入两个相同的布拉格光栅[123],这种器件的工作原理可以通过图 3.15 理解。若某一信道的波长 λ_g 落在布拉格光栅的阻带内,则该信道会被完全反射,从端口 2 输出;其余信道则不受光栅影响,从端口 4 输出。若波长为 λ_g 的另一信道从端口 3 注入,则这一器件可以将此信道上载。在这些器件中,主要关心马赫-曾德尔干涉仪的稳定性,实际应用时需要主动相位控制[124]。尽管这种器件对 WDM 网络非常重要[126],但它们的工作无需光纤的非线性效应。

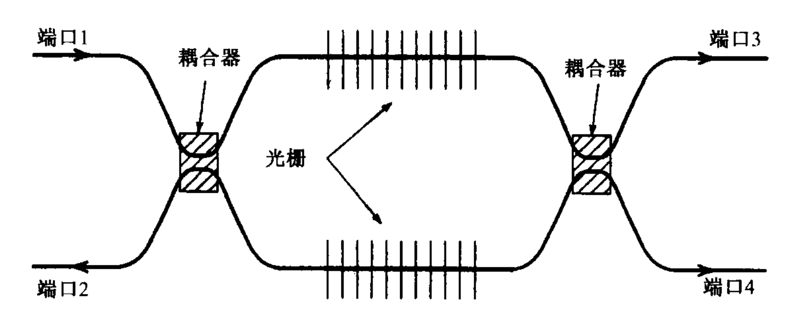


图 3.15　基于马赫-曾德尔干涉仪的插分复用器

马赫-曾德尔干涉仪的非线性应用利用了自相位调制或交叉相位调制感应的相移,实际上,在 3.2.3 节中讨论的萨格纳克干涉仪的几乎所有应用中都可以用马赫-曾德尔干涉仪代替萨格纳克环。例如,基于马赫-曾德尔干涉仪的解复用器引起极大关注[117],其主要优点是多个马赫-曾德尔干涉仪能串联使用,使未被解复用的信道出现在干涉仪的输出端口(而不是被反射);缺点是一般要采用主动稳定方案,以避免环境变化引起的起伏。

利用几种不同方法可以将 XPM 感应开关所需的泵浦功率降低至可操作的水平。例如,通过减小有效模场面积 $A_{\rm eff}$,可以增大非线性参量 γ 的值。在 1988 年的一个实验中[107],将构成马赫-曾德尔干涉仪(每臂长 38 m)的光纤的有效模场面积减小到 2 μm^2,在约为 15 mW 的泵浦功率下测得的 XPM 感应相移为 10°。随着微结构光纤的出现,这一方法能够将泵浦功率减小到可操作的水平。若其中一臂采用环形谐振腔,则可以将 XPM 感应相移提高几个数量级[115]。对 10 m 长的光纤环而言,产生 π 相移需要的泵浦功率降到 10 mW 以下,尽管这种器件的开关速度被降到 1 GHz 以下[118]。

3.4　迈克尔逊干涉仪

将光纤耦合器的两个输出端口分别连接一段光纤,并在每段光纤的另一端附着 100%的反射镜或布拉格光栅,就能制成迈克尔逊干涉仪[7]。布拉格光栅完全反射波长位于其阻带内的光(见图 3.12)。迈克尔逊干涉仪的功能与马赫-曾德尔干涉仪非常相似,关键区别是两臂中传输的光被

迫在将其分开的同一耦合器中发生干涉。由于这一特征,迈克尔逊干涉仪相当于一个非线性镜,它与萨格纳克干涉仪类似,主要区别是发生干涉的两个光场的物理路径并不相同。利用体光学器件(如分束器和反射器)也可以构成非线性迈克尔逊干涉仪,其中有一臂带有较长的光纤,可作为非线性介质。迈克尔逊干涉仪中的非线性效应已经在被动锁模领域得到研究[127~131]。

由于迈克尔逊干涉仪和马赫-曾德尔干涉仪类似,因此可以将3.3.1节的用于马赫-曾德尔干涉仪的分析应用到迈克尔逊干涉仪中。在这两种情形中,光场均在耦合器中被分成两部分,每一部分得到一相移,这两部分光在耦合器中发生干涉。由于迈克尔逊干涉仪中将光场分开和复合的是同一个耦合器,因此应令式(3.3.4)中的 $\rho_1=\rho_2=\rho$;基于同样的原因,从耦合器直通端口的透射输出变为从输入端口的反射输出,反射率为

$$R_M=\rho^2+(1-\rho)^2-2\rho(1-\rho)\cos(\phi_L+\phi_{\rm NL}) \tag{3.4.1}$$

式(3.3.5)中出现的长度 L_1 和 L_2 应为迈克尔逊干涉仪每臂中的往返长度。当然,透射率为 $T_M=1-R_M$。除了两个主要区别外,迈克尔逊干涉仪的反射特性和透射特性与萨格纳克环的类似。第一,迈克尔逊干涉仪的往返程长 L_1 和 L_2 可以不同;第二,萨格纳克环的反射率和折射率正好发生倒转。确实,若 $\phi_L=0$,则式(3.4.1)简化为式(3.2.5)。

由于自相位调制感应的非线性相移,迈克尔逊干涉仪的反射率与功率有关,因此这种干涉仪可使光脉冲窄化,使其等效于一个快速响应可饱和吸收体[127]。这种脉冲窄化机制可以理解如下:当相对线性相位取一个适当值时,非线性相移可能导致在脉冲峰位附近发生相长干涉,而在脉冲两翼发生相消干涉。迈克尔逊干涉仪的脉冲窄化能力可以用于激光器的被动锁模。这一技术通常称为加成脉冲锁模(additive-pulse mode locking),因为形成锁模的机制正是耦合器内光脉冲的相干加成[132]。加成脉冲锁模的发现引起了激光领域的革命,并导致了能产生10 fs以下脉冲的锁模激光器的出现。光纤中的自相位调制在这一革命中起了重要作用,这一课题将在第5章讲到锁模光纤激光器时做进一步的讨论。

近年来,迈克尔逊干涉仪的量子应用引起极大关注[133~136]。例如,光纤基的偏振纠缠光子对源若利用色散位移光纤中的FWM并结合迈克尔逊干涉仪和法拉第镜,则可以实现许多在实际应用中有用的特征,如稳定的性能和交钥匙作业等[135]。光纤非线性的量子应用将在第10章中更详细地讨论。

习题

3.1 考虑法布里-珀罗谐振腔中的多次往返过程,推导式(3.1.3)。

3.2 利用直通态透射为 ρ 的光纤耦合器构成一个长为 L 的光纤环形腔,试推导其透射率的表达式。

3.3 证明:长为 L 的环形谐振腔的自由光谱范围为 v_g/L,式中 v_g 是群速度。若环长10 m,则当输入波长在1.55 μm附近改变10 nm时,自由光谱范围的改变量是多少?假定这一波长附近的GVD为 $-20\ \text{ps}^2/\text{km}$,$n_g=1.46$。

3.4 利用方程(3.1.8)再现图3.3所示的双稳曲线,通过将 R_m 在0.4~0.8范围内变化,探讨谐振腔精细度对双稳态的影响,并定性解释所得的结果。

3.5 假定脉冲在环形谐振腔内的每次往返过程中,其形状按照式(3.1.11)给出的形式变化,用数值方法迭代式(3.1.9)给出的非线性映射;假定 $\rho=0.75$,绘出 $\gamma P_i L_r=1,5$ 和10时透射率随往返次数的变化关系。

3.6 考虑萨格纳克环中两反向传输波的相移,推导式(3.2.5)。并用它估计当 $\rho=0.4$ 和 $\gamma L=0.1\ \text{W}^{-1}$ 时,所需的最小开关功率。

3.7　将高斯脉冲 $P_i(t)=P_0\exp[-(t/T_0)^2]$用于式(3.2.5)，绘出当 $T_0=1$ ps，$\rho=0.45$ 和 $\gamma P_0 L=1,2$ 和 4 时透射脉冲的形状，并估计每种情形下的压缩因子。

3.8　在构成萨格纳克环的耦合器后放一台光放大器，试推导出该环的透射率的表达式，假定放大器增益为 G，耦合器直通态透射为 ρ，注入环中的连续光的功率为 P_0。

3.9　利用上题推导出的表达式，求用 3 dB 耦合器($\rho=0.5$)构成的萨格纳克环的开关功率，设 $G=30$ dB，环长为 100 m，估算开关功率的大小，取 $\gamma=2\ \text{W}^{-1}/\text{km}$。

3.10　说明对于双曲正割泵浦脉冲，交叉相位调制感应的相移由式(3.2.10)给出。

3.11　说明萨格纳克环是如何用于从光时分复用(OTDM)比特流中解复用出单个信道的。

3.12　推导马赫-曾德尔干涉仪在直通态下透射率的表达式，要考虑到干涉仪两臂长的差异和两耦合器不同的功分比。

参考文献

[1] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 7th ed. (Cambridge University Press, New York, 1999), Chap. 7.
[2] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. (Academic Press, Boston, 2007).
[3] I. P. Kaminow, *IEEE J. Sel. Areas Commun.* **8**, 1005 (1990).
[4] P. E. Green, Jr., *Fiber-Optic Networks* (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1993), Chap. 4.
[5] G. P. Agrawal, *Lightwave Technnology: Components and Devices* (Wiley, New York, 2004).
[6] J. Stone and L. W. Stulz, *Electron. Lett.* **23**, 781 (1987); *Electron. Lett.* **26**, 1290 (1990).
[7] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings* (Academic Press, San Diego, CA, 1999).
[8] L. F. Stokes, M. Chodorow, and H. J. Shaw, *Opt. Lett.* **7**, 288 (1982).
[9] C. Y. Yue, J. D. Peng, Y. B. Liao, and B. K. Zhou, *Electron. Lett.* **24**, 622 (1988).
[10] S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, and P. Niay, *J. Opt. Soc. Am. A* **12**, 1687 (1995).
[11] H. M. Gibbs, S. L. McCall, and T. N. C. Venkatesan, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1135 (1976).
[12] K. Ikeda, *Opt. Commun.* **30**, 257 (1979).
[13] G. P. Agrawal and H. J. Carmichael, *Phys. Rev. A* **19**, 2074 (1979).
[14] L. A. Lugiato, in *Progess in Optics*, Vol. 21, E. Wolf, Ed. (North-Holland, Amsterdam, 1984).
[15] H. M. Gibbs, *Optical Bistability: Controlling Light with Light* (Academic Press, Boston, 1985).
[16] H. Nakatsuka, S. Asaka, H. Itoh, K. Ikeda, and M. Matsuoka, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 109 (1983).
[17] B. Crosignani, B. Daino, P. Di Porto, and S. Wabnitz, *Opt. Commun.* **59**, 309 (1986).
[18] R. M. Shelby, M. D. Levenson, and S. H. Perlmutter, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 347 (1988).
[19] R. Vallée, *Opt. Commun.* **81**, 419 (1991).
[20] K. Ogusu and S. Yamamoto, *J. Lightwave Technol.* **11**, 1774 (1993).
[21] Y. H. Ja, *Appl. Opt.* **32**, 5310 (1993); *IEEE J. Quantum Electron.* **30**, 329 (1994).
[22] J. Capmany, F. J. Fraile-Pelaez, and M. A. Muriel, *IEEE J. Quantum Electron.* **30**, 2578 (1994).
[23] M. Haelterman, S. Trillo, and S. Wabnitz, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 446 (1994).
[24] G. Steinmeyer, D. Jasper, and F. Mitschke, *Opt. Commun.* **104**, 379 (1994).
[25] M. Haelterman and M. D. Tolley, *Opt. Commun.* **108**, 165 (1994).
[26] T. Fukushima and T. Sakamoto, *Opt. Lett.* **20**, 1119 (1995).
[27] K. Ogusu, *IEEE J. Quantum Electron.* **32**, 1537 (1996).
[28] S. Coen, M. Haelterman, P. Emplit, L. Delage, L. M. Simohamed, and F. Reynaud, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 2283 (1998).
[29] S. Coen and M. Haelterman, *Opt. Lett.* **24**, 80 (1999).
[30] A. L. Steele, *Opt. Commun.* **236**, 109 (2004).
[31] G. Genty, M. Lehtonen, and H. Ludvigsen, *Appl. Phys. B* **81**, 357 (2005).
[32] L. F. Stokes, M. Chodorow, and H. J. Shaw, *Opt. Lett.* **7**, 509 (1982).
[33] E. Ott, *Chaos in Dynamical Systems* (Cambridge University Press, New York, 1993).
[34] O. Williams, *Nonlinear Dynamics and Chaos* (World Scientific, Boston, 1997).

[35] E. Infeld and G. Rowlands, *Nonlinear Waves, Solitons, and Chaos*, 2nd ed. (Cambridge University Press, New York, 2000).
[36] M. Nakazawa, K. Suzuki, and H. A. Haus, *Phys. Rev. A* **38**, 5193 (1988); *Phys. Rev. A* **39**, 5788 (1989); *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 2036 (1989).
[37] M. Nakazawa, K. Suzuki, H. Kubota, and H. A. Haus, *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 2045 (1989).
[38] E. J. Greer, D. M. Patrick, and P. G. J. Wigley, *Electron. Lett.* **25**, 1246 (1989).
[39] M. Haelterman, S. Trillo, and S. Wabnitz, *Opt. Lett.* **17**, 745 (1992).
[40] S. Coen and M. Haelterman, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4139 (1997).
[41] M. Yu, C. J. McKinstrie, and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 607 (1998); *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 617 (1998).
[42] R. Vallée, *Opt. Commun.* **93**, 389 (1992).
[43] M. B. van der Mark, J. M. Schins, and A. Lagendijk, *Opt. Commun.* **98**, 120 (1993).
[44] G. Steinmeyer, A. Buchholz, M. Hänsel, M. Heuer, A. Schwache, and F. Mitschke, *Phys. Rev. A* **52**, 830 (1995).
[45] F. Mitschke, G. Steinmeyer, and A. Schwache, *Physica D* **96**, 251 (1996).
[46] A. Schwache and F. Mitschke, *Phys. Rev. E* **55**, 7720 (1997).
[47] F. Mitschke, I. Halama, and A. Schwache, *Chaos, Solitons and Fractals* **10**, 913 (1999).
[48] K. Otsuka, *Opt. Lett.* **8**, 471 (1983).
[49] D. B. Mortimore, *J. Lightwave Technol.* **6**, 1217 (1988).
[50] N. J. Doran and D. Wood, *Opt. Lett.* **13**, 56 (1988).
[51] N. J. Doran, D. S. Forrester, and B. K. Nayar, *Electron. Lett.* **25**, 267 (1989).
[52] K. J. Blow, N. J. Doran, and B. K. Nayar, *Opt. Lett.* **14**, 754 (1989).
[53] M. N. Islam, E. R. Sunderman, R. H. Stolen, W. Pleibel, and J. R. Simpson, *Opt. Lett.* **14**, 811 (1989).
[54] N. Takato, T. Kaminato, A. Sugita, K. Jinguji, H. Toba, and M. Kawachi, *IEEE J. Sel. Areas Commun.* **8**, 1120 (1990).
[55] K. J. Blow, N. J. Doran, and B. P. Nelson, *Electron. Lett.* **26**, 962 (1990).
[56] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, and H. Hochstrasser, *Opt. Lett.* **15**, 752 (1990).
[57] A. W. O'Neill and R. P. Webb, *Electron. Lett.* **26**, 2008 (1990).
[58] A. L. Steele, *Electron. Lett.* **29**, 1972 (1993).
[59] A. L. Steele and J. P. Hemingway, *Opt. Commun.* **123**, 487 (1996).
[60] W. S. Wong, S. Namiki, M. Margalit, H. A. Haus, and I. P. Ippen, *Opt. Lett.* **22**, 1150 (1997).
[61] M. G. da Silva and A. S. B. Sombra, *Opt. Commun.* **145**, 281 (1998).
[62] I. Y. Khrushchev, R. V. Penty, and I. H. White, *Electron. Lett.* **34**, 1009 (1998)
[63] I. Y. Khrushchev, I. D. Philips, A. D. Ellis, R. J. Manning, D. Nesset, D. G. Moodie, R. V. Penty, and I. H. White, *Electron. Lett.* **35**, 1183 (1999).
[64] J. L. S. Lima and A. S. B. Sombra, *Opt. Commun.* **163**, 292 (1999).
[65] Y. J. Chai, I. Y. Khrushchev, and I. H. White, *Electron. Lett.* **36**, 1565 (2000).
[66] M. C. Farries and D. N. Payne, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 25 (1989).
[67] K. J. Blow, N. J. Doran, B. K. Nayar, and B. P. Nelson, *Opt. Lett.* **15**, 248 (1990).
[68] M. Jinno and T. Matsumoto, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **2**, 349 (1990); *Electron. Lett.* **27**, 75 (1991).
[69] H. Avramopoulos, P. M. W. French, M. C. Gabriel, H. H. Houh, N. A. Whitaker, and T. Morse, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **3**, 235 (1991).
[70] J. D. Moores, K. Bergman, H. A. Haus, and E. P. Ippen, *Opt. Lett.* **16**, 138 (1991); *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 594 (1991).
[71] A. D. Ellis and D. A. Cleland, *Electron. Lett.* **28**, 405 (1992).
[72] M. Jinno and T. Matsumoto, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 875 (1992).
[73] M. Jinno, *J. Lightwave Technol.* **10**, 1167 (1992); *Opt. Lett.* **18**, 726 (1993); *Opt. Lett.* **18**, 1409 (1993).
[74] N. A. Whitaker, P. M. W. French, M. C. Gabriel, and H. Avramopoulos, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, 260 (1992).
[75] H. Bülow and G. Veith, *Electron. Lett.* **29**, 588 (1993).
[76] K. Smith, N. J. Doran, and P. G. J. Wigley, *Opt. Lett.* **15**, 1294 (1990).
[77] S. V. Chernikov and J. R. Taylor, *Electron. Lett.* **29**, 658 (1993).
[78] A. G. Bulushev, E. M. Dianov, and O. G. Okhotnikov, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **2**, 699 (1990); *Opt. Lett.* **26**, 968 (1990).

[79] I. N. Duling III, *Electron. Lett.* **27**, 544 (1991); *Opt. Lett.* **16**, 5394 (1991).
[80] R. A. Betts, J. W. Lear, S. J. Frisken, and P. S. Atherton, *Electron. Lett.* **28**, 1035 (1992).
[81] R. A. Betts, J. W. Lear, N. T. Dang, R. D. Shaw, and P. S. Atherton, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, 1290 (1992).
[82] J. Yu, X. Zheng, C. Peucheret, A. T. Clausen, H. N. Poulsen, and P. Jeppesen, *J. Lightwave Technol.* **18**, 1001 (2000).
[83] J. K. Lucek and K. Smith, *Opt. Lett.* **15**, 1226 (1993).
[84] B. K. Nayar, N. Finlayson, and N. J. Doran, *J. Mod. Opt.* **40**, 2327 (1993).
[85] S. Watanabe and S. Takeda, *Electron. Lett.* **36**, 52 (2000).
[86] J. M. Jeong and M. E. Marhic, *Opt. Commun.* **91**, 115 (1992).
[87] F. Mogensen, B. Pedersen, and B. Nielsen, *Electron. Lett.* **29**, 1469 (1993).
[88] M. Jinno and T. Matsumoto, *Opt. Lett.* **16**, 220 (1991).
[89] A. Huang, N. Whitaker, H. Avramopoulos, P. French, H. Houh, and I. Chuang, *Appl. Opt.* **33**, 6254 (1994).
[90] M. Jinno, *J. Lightwave Technol.* **12**, 1648 (1994).
[91] K. Ikeda, J. M. Abdul, H. Tobioka, T. Inoue, S. Namiki, and K. Kitayama, *J. Lightwave Technol.* **24**, 2618 (2006).
[92] S. Oda and A. Murata, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 703 (2006).
[93] K. Mori, T. Morioka, and M. Saruwatari, *Opt. Lett.* **20**, 1424 (1995).
[94] S. Schmitt, J. Ficker, M. Wolff, F. Konig, A. Sizmann, and G. Leuchs, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2446 (1998).
[95] D. Krylov and K. Bergman, *Opt. Lett.* **23**, 1390 (1998).
[96] D. K. Serkland, G. D. Bartiolini, A. Agarwal, P. Kumar, and W. L. Kath, *Opt. Lett.* **23**, 795 (1998).
[97] D. K. Serkland and P. Kumar, *Opt. Lett.* **24**, 92 (1999).
[98] W. Imajuku, A. Takada, and Y. Yamabayashi, *Electron. Lett.* **36**, 63 (2000).
[99] H. C. Lim, F. Futami, and K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 578 (1999).
[100] U. Feiste, R. Ludwig, C. Schmidt, E. Dietrich, S. Diez, H. J. Ehrke, E. H. Patzak, G. Weber, and T. Merker, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 1063 (1999).
[101] H. C. Lim, F. Futami, K. Taira, and K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 1405 (1999).
[102] A. Agarwal, L. Wang, Y. Su, and P. Kumar, *J. Lightwave Technol.* **23**, 2229 (2005).
[103] T. Torounidis, B. E. Olsson, H. Sunnerud, M. Karlsson, and P. A. Andrekson, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 321 (2005).
[104] G. P. Agrawal, *Lightwave Technnology: Telecommunication Systems* (Wiley, New York, 2005).
[105] N. J. Doran and D. Wood, *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 1843 (1987).
[106] N. Imoto, S. Watkins, and Y. Sasaki, *Opt. Commun.* **61**, 159 (1987).
[107] I. H. White, R. V. Penty, and R. E. Epworth, *Electron. Lett.* **24**, 340 (1988).
[108] M. N. Islam, S. P. Dijaili, and J. P. Gordon, *Opt. Lett.* **13**, 518 (1988).
[109] D. V. Khaidatov, *Sov. J. Quantum Electron.* **20**, 379 (1990).
[110] T. V. Babkina, F. G. Bass, S. A. Bulgakov, V. V. Grogoryants, and V. V. Konotop, *Opt. Commun.* **78**, 398 (1990).
[111] B. K. Nayar, N. Finlayson, N. J. Doran, S. T. Davey, W. L. Williams, and J. W. Arkwright, *Opt. Lett.* **16**, 408 (1991).
[112] M. Asobe, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 1287 (1995).
[113] K. I. Kang, T. G. Chang, I. Glesk, and P. R. Prucnal, *Appl. Opt.* **35**, 1485 (1996).
[114] P. Elango, J. W. Arkwright, P. L. Chu, and G. R. Atkins, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 1032 (1996).
[115] J. E. Heebner and R. W. Boyd, *Opt. Lett.* **24**, 847 (1999).
[116] M. Fiorentino, J. E. Sharping, P. Kumar, and A. Porzio, *Opt. Express* **10**, 128 (2003).
[117] J. L. S. Lima, C. S. N. Rios, M. G. da Silva, C. S. Sobrinho, E. F. de Almeida, and A. S. B. Sombra, *Opt. Fiber Technol.* **11**, 167 (2005).
[118] J. Li, L. Li, L. Jin. and C. Li, *Opt. Commun.* **260**, 318 (2006).
[119] F. T. S. Yu and S. Yin, Eds., *Fiber Optic Sensors* (Marcel Dekker, New York, 2002).
[120] M. A. Marcus, *Fiber Optic Sensor Technology and Applications*, Vol. 4 (SPIE, Bellingham, WA, 2005).
[121] E. Udd, *Fiber Optic Sensors: An Introduction for Engineers and Scientists* (Wiley, Hoboken, NJ, 2006).
[122] M. Kuznetsov, *J. Lightwave Technol.* **12**, 226 (1994).
[123] T. J. Cullen, H. N. Rourke, C. P. Chew, S. R. Baker, T. Bircheno, K. Byron, and A. Fielding, *Electron. Lett.* **30**, 2160 (1994).
[124] G. Nykolak, M. R. X. de Barros, T. N. Nielsen, and L. Eskildsen, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9**, 605 (1997).
[125] K. N. Park, T. T. Lee, M. H. Kim, K. S. Lee, and Y. H. Won, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 555 (1998).

[126] T. Mizuochi, T. Kitayama, K. Shimizu, and K. Ito, *J. Lightwave Technol.* **16**, 265 (1998).
[127] F. Ouellette and M. Piché, *Opt. Commun.* **60**, 99 (1986); *Canadian J. Phys.* **66**, 903 (1988).
[128] E. M. Dianov and O. G. Okhotnikov, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **3**, 499 (1991).
[129] C. Spielmann, F. Krausz, T. Brabec, E. Wintner, and A. J. Schmidt, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2470 (1991).
[130] P. Heinz, A. Reuther, and A. Laubereau, *Opt. Commun.* **97**, 35 (1993).
[131] C. X. Shi, *Opt. Lett.* **18**, 1195 (1993).
[132] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 2068 (1991).
[133] X. F. Mo, B. Zhu, Z. F. Han, Y. Z. Gui, and G. C. Guo, *Opt. Lett.* **30**, 2632 (2005).
[134] S. Odate, H. B. Wang, and T. Kobayashi, *Phys. Rev. A* **72**, 068312 (2005).
[135] C. Liang, K. F. Lee, T. Levin, J. Chen, and P. Kumar, *Opt. Express* **14**, 6936 (2005).
[136] H. Rehbein, J. Harms, R. Schnabel, and K. Danzmann, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 193001 (2005).

第 4 章　光纤放大器

光纤与其他材料一样，对在其中传输的光产生衰减。对石英光纤而言，衰减系数相当小，特别是在 1.55 μm 波长区（$\alpha \approx 0.2$ dB/km）。基于此原因，若光纤长度仅为 1 km 甚至更短，则光纤损耗可以忽略不计；但对远程光纤通信系统则是例外，因为其传输距离可能超过数千千米。在这些系统中通常采用光纤放大器补偿传输损耗，从而恢复原来的光信号。本章将讨论几种光纤放大器。

4.1 节　介绍光放大器的通用概念，如增益谱和放大器带宽等。

4.2 节　描述掺铒光纤放大器（EDFA）的工作特性。

4.3 节　利用麦克斯韦-布洛赫方程组讨论光纤放大器的非线性效应和色散效应。

4.4 节　利用金兹堡-朗道（Ginzburg-Landau）方程讨论光纤放大器中的调制不稳定性。

4.5 节　讨论光纤放大器中的光孤子。

4.6 节　讨论脉冲放大现象。

4.7 节　介绍光纤喇曼放大器。对于这种放大器，通过合适的泵浦，光纤本身提供增益，无需任何掺杂。

4.1　基本概念

虽然早在 1964 年就开始制造光纤放大器[1]，但直到 1986 年以后，随着低损耗稀土掺杂光纤的制造工艺和工作特性得到完善，光纤放大器才开始实际使用[2]。稀土元素（或镧系元素）由原子量为 58～71 且性质相近的 14 个元素组成。当稀土元素掺杂于石英光纤或其他玻璃光纤中时，会变为三价离子。许多不同的稀土离子，如铒、钬、钕、钐、铥和镱等，都可用于制造光纤放大器，这种放大器能工作在从可见光到红外区的不同波长上。放大器的工作特性（诸如工作波长和增益带宽）是由掺杂离子而不是由光纤决定的，光纤起基质的作用。其中掺铒光纤放大器（EDFA）最为引人注目，这是因为其工作波长在 1.55 μm 附近，而在这一波长处的石英光纤损耗最小，所以 EDFA 对现代光纤通信系统来说十分有用[3～6]。

4.1.1　泵浦和增益系数

光放大器通过受激辐射放大入射光，这一点与激光器的机制相同。实质上，光放大器就是一个不带反馈的激光器。光放大器的主要组成部分是光增益，当用光泵浦放大器并实现粒子数反转后，就可以产生光增益。根据掺杂物的能级，泵浦原理图可分为三能级系统和四能级系统[7～9]。图 4.1给出了两种泵浦原理的示意图。在这两种能级系统中，掺杂物都是通过吸收泵浦光子而被激发到较高能级状态，再快速弛豫到能量较低的激发态（能级 2），存储的能量通过受激辐射来放大输入信号。两种泵浦原理的主要区别是，每次受激辐射结束后掺杂物所处于的能级状态不同。在三能级系统中，掺杂离子结束于基态；而在四能级系统中掺杂离子则仍处于激发态。后面将看到，这种差异将严重影响放大器的特性。以下讨论的掺铒光纤放大器采用的是三能级泵浦系统。

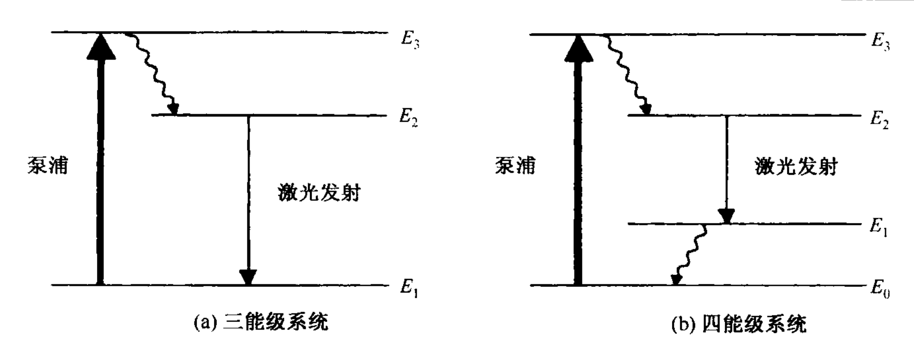


图 4.1 两种泵浦原理的示意图

就理解信号放大的物理本质而言,泵浦细节并不重要。光泵浦提供了所必需的两个能级间的粒子数反转,而粒子数反转提供了 $g=\sigma(N_1-N_2)$ 的光增益,其中 σ 是跃迁截面,N_1 和 N_2 分别是基态和激发态上的粒子数。三能级和四能级泵浦系统的增益系数 g 都可用适当的速率方程来计算[7~9]。

均匀加宽增益介质的增益系数可写成如下形式[8]:

$$g(\omega)=\frac{g_0}{1+(\omega-\omega_a)^2T_2^2+P/P_s} \tag{4.1.1}$$

式中,g_0 是光增益的峰值,ω 是入射信号的频率,ω_a 是原子跃迁频率,P 是被放大的连续信号的光功率。饱和功率 P_s 与掺杂参量,如荧光时间 T_1 和跃迁截面 σ 有关。式(4.1.1)中的参量 T_2 就是众所周知的偶极子弛豫时间,就光纤放大器而言,其典型值非常小(约为 0.1 ps)。荧光时间 T_1 随掺杂物的不同在 0.1 μs ~ 10 ms 范围内变化。式(4.1.1)可用于讨论光放大器的一些重要特性,如增益带宽、放大倍数和输出饱和功率等。首先讨论在整个放大器上 $P/P_s\ll 1$ 的情形[因在放大过程中增益保持未饱和而称之为未饱和区(unsaturated regime)]。

4.1.2 放大器增益和带宽

忽略式(4.1.1)中的 P/P_s 项,增益系数变为

$$g(\omega)=\frac{g_0}{1+(\omega-\omega_a)^2T_2^2} \tag{4.1.2}$$

该式表明,当信号频率 ω 与原子跃迁频率 ω_a 相同时,增益最大;当 $\omega\neq\omega_a$ 时,增益按照洛伦兹线形下降(见图 4.2),这是均匀加宽系统的特征[7~9]。正如下面所讨论的,光纤放大器的实际增益谱会明显偏离洛伦兹线形。增益带宽定义为增益谱 $g(\omega)$ 的半极大全宽度(FWHM)。对洛伦兹线形的增益谱,增益带宽为

$$\Delta\nu_g=\frac{\Delta\omega_g}{2\pi}=\frac{1}{\pi T_2} \tag{4.1.3}$$

例如,当 $T_2=0.1$ ps 时,$\Delta\nu_g\approx 3$ THz。具有相对较大增益带宽的放大器更易受光通信系统的青睐。

一个相关的概念是放大器带宽,它常常被用来代替增益带宽。为看清二者的区别,定义放大倍数为 $G=P_{out}/P_{in}$,式中 P_{in} 和 P_{out} 是被放大的连续信号的输入和输出功率,放大倍数可以通过解方程

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}z}=g(\omega)P(z) \tag{4.1.4}$$

得到，式中 $P(z)$ 是距放大器输入端 z 处的光功率。初始条件为 $P(0)=P_{in}$ 和 $P(L)=P_{out}$ 的简单积分表明，长为 L 的放大器的放大倍数为

$$G(\omega)=\exp\left[\int_0^L g(\omega)\,\mathrm{d}z\right]=\exp[g(\omega)L] \tag{4.1.5}$$

式中，假定 $g(\omega)$ 沿放大器长度方向是一个常量。

$G(\omega)$ 和 $g(\omega)$ 都在 $\omega=\omega_a$ 时最大，而当 $\omega\neq\omega_a$ 时减小。然而，因为式(4.1.5)的指数关系，$G(\omega)$ 的减小速度比 $g(\omega)$ 快得多。放大器带宽 $\Delta\nu_A$ 定义为 $G(\omega)$ 的半极大全宽度，与增益带宽 $\Delta\nu_g$ 的关系为

$$\Delta\nu_A=\Delta\nu_g\left(\frac{\ln 2}{\ln G_0-\ln 2}\right)^{1/2} \tag{4.1.6}$$

式中，G_0 是放大器增益的峰值。图 4.2 通过绘出 g/g_0 和 G/G_0 随 $(\omega-\omega_a)T_2$ 的变化曲线，给出了归一化的增益系数曲线 $g(\omega)$ 和放大倍数曲线 $G(\omega)$。正如所预期的，放大器带宽小于增益带宽，产生差异的原因在于放大器增益自身。

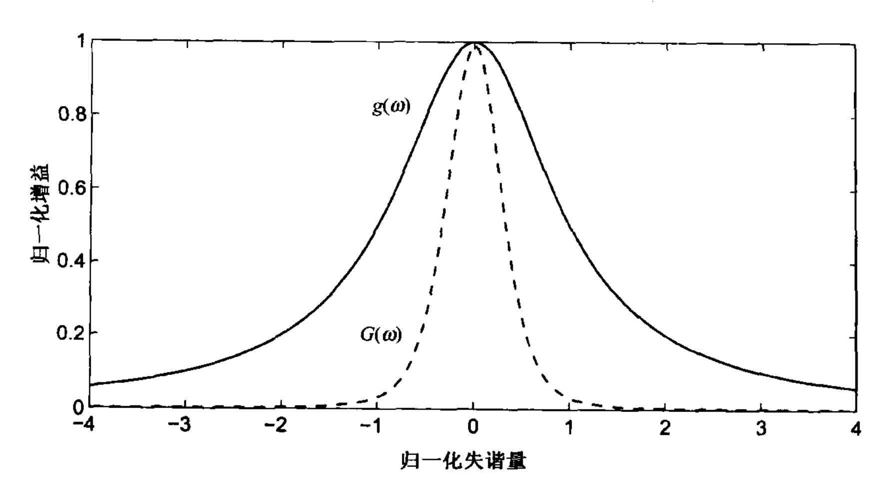


图 4.2　归一化的洛伦兹形增益系数曲线 $g(\omega)$ 和对应的放大器增益谱 $G(\omega)$

增益饱和源于式(4.1.1)中增益系数的功率依赖关系。当 P 与 P_s 相当时，g 减小，放大倍数 G 也随之相应减小。为简化讨论，考虑信号频率被恰好调到与原子跃迁频率 ω_a 一致的情形，将式(4.1.1)中的 g 代入方程(4.1.4)，得到

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}z}=\frac{g_0P}{1+P/P_s} \tag{4.1.7}$$

该方程可以很容易地在放大器长度上积分。利用初始条件 $P(0)=P_{in}$，并考虑到 $P(L)=P_{out}=GP_{in}$，放大器增益可由以下隐含关系式给出：

$$G=G_0\exp\left(-\frac{G-1}{G}\frac{P_{out}}{P_s}\right) \tag{4.1.8}$$

图 4.3 通过绘出几个不同 G_0 值下放大器增益 G 随归一化输出功率 P_{out}/P_s 的变化曲线，给出了放大器的饱和特性。实际应用中感兴趣的量是输出饱和功率 P_{out}^s，定义为放大器增益 G 从未饱

和值 G_0 降为 $G_0/2$(即 3 dB)处的输出功率。将 $G=G_0/2$ 代入式(4.1.8),P_{out}^s 由下式给出:

$$P_{\text{out}}^s=\frac{G_0\ln 2}{G_0-2}P_s \tag{4.1.9}$$

注意,实际应用中 $G_0\gg 2$,因此 $P_{out}^s\approx(\ln 2)P_s\approx 0.69P_s$。如图 4.3 所示,当 $G_0>20$ dB 时,P_{out}^s 几乎与 G_0 无关。

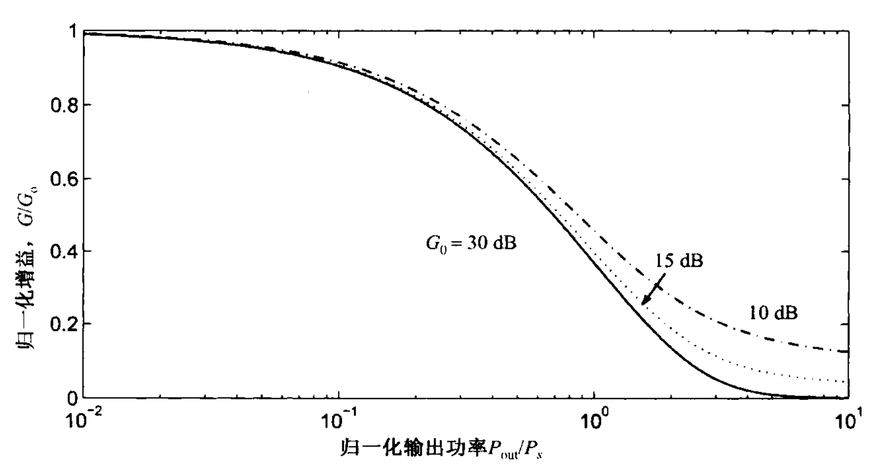


图 4.3 饱和放大器增益随归一化输出功率的变化关系

4.1.3 放大器噪声

因为在放大过程中自发辐射加到信号上,所有的放大器都会使放大信号的信噪比(SNR)下降。SNR 的下降程度是用噪声指数参量 F_n 来量度的,F_n 定义为

$$F_n=(\text{SNR})_{\text{in}}/(\text{SNR})_{\text{out}} \tag{4.1.10}$$

式中,SNR 指的是当用光电探测器将光信号转化成电流时,所产生的电功率。通常,F_n 与支配探测器的散粒噪声和热噪声的几个参量有关。对性能仅受散粒噪声限制的理想探测器,可以得到 F_n 的一个简单表达式。

在散粒噪声限制下,输入信号的 SNR 由下式给出[10]:

$$(\text{SNR})_{\text{in}}=\frac{I^2}{\sigma_s^2}=\frac{(R_dP_{\text{in}})^2}{2q(R_dP_{\text{in}})\Delta f}=\frac{P_{\text{in}}}{2h\nu\Delta f} \tag{4.1.11}$$

式中,$I=R_dP_{in}$ 是平均光电流,$R_d=q/h\nu$ 是量子效率为 100%的理想光电探测器的响应度,同时

$$\sigma_s^2=2q(R_dP_{\text{in}})\Delta f \tag{4.1.12}$$

表示散粒噪声的贡献。此处 Δf 是探测器带宽,ν 是光频,q 是电子电荷量。在计算放大信号的 SNR 时,还应加上自发辐射对探测器噪声的贡献。

对于宽带放大器,自发辐射噪声的谱密度近似为常数(白噪声),可表示为[11]

$$S_{\text{sp}}(\nu)=(G-1)n_{\text{sp}}h\nu \tag{4.1.13}$$

式中,n_{sp} 为自发辐射因子或粒子数反转因子,定义为

$$n_{\text{sp}}=N_2/(N_2-N_1) \tag{4.1.14}$$

自发辐射效应增大了放大信号的起伏,这种起伏在光电探测过程中转化为电流起伏。

噪声电流主要来源于自发辐射与信号的拍频,这种拍频现象类似于外差探测:自发辐射光

与放大的信号在光电探测器中相干混合，产生了光电流的一个外差成分。光电流的方差可写为[10]

$$\sigma^2 = 2q(R_d G P_{\text{in}})\Delta f + 4(R_d G P_{\text{in}})(R S_{\text{sp}})\Delta f \tag{4.1.15}$$

式中，第一项归因于散粒噪声，第二项来源于信号和自发辐射的拍频。因为 $I = R_d G P_{\text{in}}$ 是平均电流，所以放大信号的 SNR 由下式给出：

$$(\text{SNR})_{\text{out}} = \frac{(R_d G P_{\text{in}})^2}{\sigma^2} \approx \frac{G P_{\text{in}}}{(4S_{\text{sp}} + 2h\nu)\Delta f} \tag{4.1.16}$$

将式(4.1.11)和式(4.1.16)代入式(4.1.10)，放大器噪声指数可写成如下形式：

$$F_n = 2n_{\text{sp}}\left(1 - \frac{1}{G}\right) + \frac{1}{G} \approx 2n_{\text{sp}} \tag{4.1.17}$$

式中，仅当 $G \gg 1$ 时最后的近似才成立。该式表明，放大信号的 SNR 即使在 $n_{\text{sp}} = 1$ 的理想放大器中也降低两倍(或 3 dB)。大多数实际使用的放大器的 F_n 超过 3 dB。对用于光通信系统的光放大器，其噪声指数 F_n 应尽可能地小。

4.2 掺铒光纤放大器

本节侧重于讨论掺铒光纤放大器(EDFA)，因为它们对光波系统非常重要。图 4.4(a)给出了石英玻璃中 Er^{3+} 的相关能级，石英的非晶体本性使铒离子的每个能级展宽为相应的能带。许多跃迁可用来泵浦 EDFA。早期的实验中，曾用可见光泵浦，但泵浦效率相当低[12,13]。后改用工作波长为 0.98 μm 和 1.48 μm 的半导体激光器作为泵浦源[14~17]，使高效泵浦成为可能，用仅约为 10 mW 的泵浦功率就能得到 30~40 dB 的高增益。用工作在 0.8 μm 附近的 GaAs 激光器泵浦时，可以实现 $^4I_{15/2} \to {^4I_{9/2}}$ 的跃迁，不过泵浦效率相当低[18]。用铒铝共掺或铒磷共掺的光纤可提高泵浦效率[19]。EDFA 还能在 650 nm 附近的波长区泵浦。在一个实验中[20]，用工作波长为 670 nm 的 AlGaInP 激光器作为泵浦源，在 27 mW 泵浦功率下实现了 33 dB 的增益。

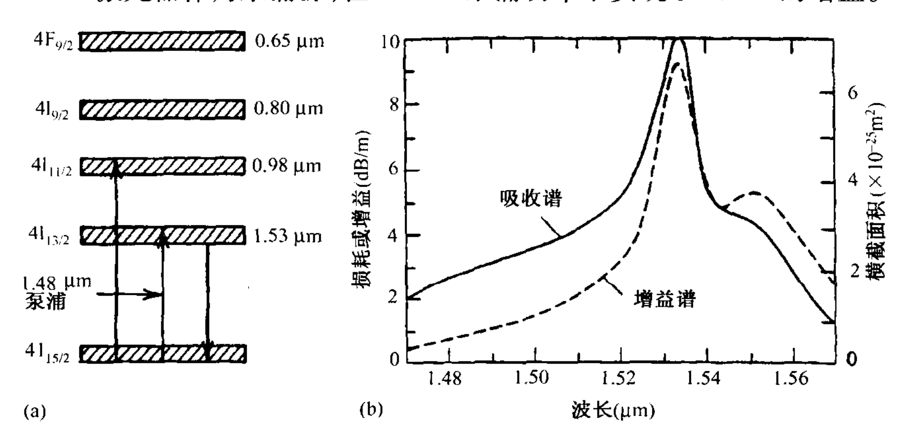


图 4.4　(a) 石英光纤中 Er^{3+} 的能级；(b) 掺铒光纤的吸收谱与增益谱

在 EDFA 内部，泵浦光和信号可沿相同方向或相反方向传输，当信号功率足够小，从而未能使放大器饱和时，两种泵浦方式的性能几乎相同。在饱和工作区，反向泵浦方式的功率转换效率更高一些，因为此时放大自发辐射更低[21]。在双向泵浦方式中，用两台半导体激光器在光纤

两端从两个方向同时泵浦掺铒光纤。这种泵浦方式需要两台泵浦激光器,但有一个优点是小信号增益几乎在整个放大器长度上保持相对恒定不变。

4.2.1 增益谱

EDFA 的增益谱受石英的非晶体本性和纤芯中与铒共掺的其他元素(如锗和铝)的影响相当大[22]。孤立的铒离子的增益谱是均匀加宽的,其带宽由偶极子弛豫时间(用 T_2 表示)决定,然而石英基质使带宽被大大展宽。结构上的无序导致了增益曲线的非均匀加宽,而不同能级的斯塔克(Stark)谱线分裂则产生了附加的均匀加宽[4]。从数学意义上讲,增益 $g(\omega)$是通过对跃迁频率 ω_a 的分布取平均得到的,所以

$$g(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g_h(\omega, \omega_a) f_a(\omega_a)\,\mathrm{d}\omega_a \tag{4.2.1}$$

式中,$g_h(\omega,\omega_a)$是均匀加宽的增益曲线,$f_a(\omega_a)$是分布函数,其形式与纤芯内的玻璃组分有关。

图 4.4(b)给出了纤芯掺锗的 EDFA 的增益谱和吸收谱。增益谱相当宽,且带有双峰结构。增益谱的形状和宽度对纤芯组分非常敏感。图 4.5 给出了 4 种不同纤芯组分的发射谱,其中纯石英芯的增益谱最窄,通过在纤芯中掺铝或磷,增益谱明显变宽。人们曾尝试分离均匀加宽和非均匀加宽的相对贡献。对石英基的 EDFA,从光谱烧孔测量的结果推测均匀加宽的贡献在 4~10 nm 范围内,这与信号波长有关[4]。合理选择掺杂物和基质光纤,EDFA 就能在 30 nm 带宽内放大光信号,但增益在整个带宽内是不均匀的。

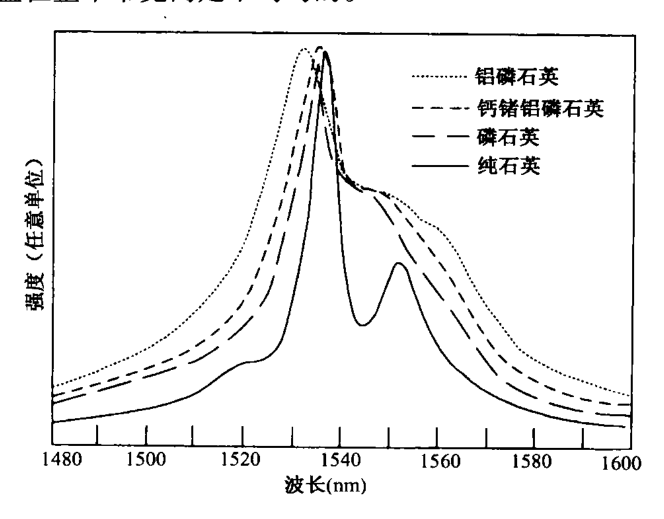


图 4.5 4 种具有不同纤芯组分的 EDFA 的增益谱[22]

随着波分复用(WDM)技术的出现,需要用一台 EDFA 同时对多个信道放大;而且,为了长距离地传输 WDM 信号,通常需要将多台 EDFA 级联。若 EDFA 的增益谱在 WDM 信号的整个带宽内是不平坦的,则信道间的增益在百分之几内变化,当信号到达接收机时,各信道间的功率就有较大的差别(大于 10 dB),这种差别能使系统性能显著劣化。基于此原因,已采用多种方法来实现 EDFA 的增益平坦化,将可用带宽扩展到 80 nm[4]。其中一种方法是利用光谱响应经过特殊修饰的光学滤波器,这样的滤波器在增益较低的波长处透射更多的光;反之,在增益较高的波长处透射较少的光。

早在 1991 年,就将基于马赫-曾德尔干涉仪的光学滤波器用于 EDFA 的增益平坦化[23]。最

近,长周期光纤光栅也已相当成功地用于此目的[24~26]。其他方法包括利用声光滤波器[27]、光纤环形镜[28]或光纤耦合器[29]等。最新的方法是采用双芯光纤,其中只有一个纤芯中掺铒。EDFA增益最大的波长,从掺杂纤芯到未掺杂纤芯的耦合效率也最高,这一特征引入波长相关的损耗机制,通过控制损耗量的大小可实现更平坦的增益谱。

通过合理设计,使用光学滤波器能在35 nm带宽内提供平坦增益,然而在传输50或更多个信道的密集波分复用(DWDM)系统中,则要求EDFA的均匀增益带宽超过50 nm,用单个放大器很难实现如此大的增益带宽。实际应用中通常采用两级混合放大的方法。一种方案是将两个放大器级联,可以在1544~1561 nm波长范围内产生平坦增益(增益不平坦度小于0.5 dB)[30],其中第二个EDFA同时掺有镱和磷,通过优化设计可以作为功率放大器使用。这一思想的一种变形是,第二个EDFA采用氟光纤作为基质,在1480 nm波长泵浦[31]。另一种方法是将喇曼放大器与一个或两个EDFA组合使用,可以在1549~1614 nm的65 nm带宽内实现均匀增益[32]。

双臂设计也已被用来解决DWDM系统的增益平坦问题[33]。在这种方法中,将WDM信号分成两个波段,即传统波段(即C波段,1530~1565 nm)和长波波段(即L波段,1565~1625 nm)。输入的WDM信号被分到两个支路中,这两个支路分别含有优化过的C波段和L波段EDFA,由于粒子数反转因子相对较小,L波段EDFA需要较长的光纤(大于100 m)。1999年,用980 nm波长的半导体激光器泵浦双臂设计的EDFA,在80 nm带宽内产生相当均匀的24 dB增益,同时噪声指数保持在大约6 dB[4]。2004年,用双芯掺铒光纤将带宽增加到105 nm[34]。EDFA还能在短波段(即所谓的S波段)提供放大,设计这种放大器并不容易,但到2003年,S波段EDFA已经能在1490~1520 nm波长范围内提供大于21 dB的增益[35]。

4.2.2 放大器增益

EDFA的增益取决于许多参量的取值,如铒离子浓度、放大器长度、纤芯半径和泵浦功率[36~40]。通常激光器所用的三能级速率方程模型也适用于EDFA[4],但有时必须加入第四个能级以包括激发态吸收效应,另外,粒子数反转沿放大器长度的不均匀性也增加了速率方程的复杂性。由于光纤放大器从一端泵浦,泵浦功率沿光纤长度减小,因此必须考虑泵浦、信号和原子能级上粒子数的轴向变化。一般来说,所得的耦合方程必须用数值方法求解。

当放大器的放大自发辐射和激发态吸收忽略不计时,用一个简单的模型就能得出许多有用的结论。该模型假设三能级系统的泵浦能级 E_3 几乎是空的,因为泵浦使粒子迅速转移到激发态 E_2 上(见图4.1),同时假设忽略发射截面和吸收截面的差别。在这些简化下,激发态粒子密度 $N_2(z,t)$ 可以通过解以下速率方程得到[9]:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = W_p N_1 - W_s(N_2 - N_1) - \frac{N_2}{T_1} \tag{4.2.2}$$

式中,$N_1 = N_t - N_2$,N_t 是总的粒子数,W_p 和 W_s 分别是泵浦光和信号的跃迁几率,表示为

$$W_p = \frac{\Gamma_p \sigma_p P_p}{a_p h\nu_p} \qquad W_s = \frac{\Gamma_s \sigma_s P_s}{a_s h\nu_s} \tag{4.2.3}$$

式中,Γ_p 是交叠因子,它表示泵浦功率 P_p 在光纤掺杂区内所占的比例,σ_p 是泵浦频率 ν_p 处的跃迁截面,a_p 是光纤中泵浦光的模场面积;信号的参量 Γ_s,σ_s,P_s,a_s 和 ν_s 的定义分别与泵浦光的类似。方程(4.2.2)的稳态解为

$$N_2 = \frac{(P_p' + P_s')N_t}{1 + 2P_s' + P_p'} \tag{4.2.4}$$

式中，$P_p' = P_p / P_p^{\text{sat}}$，$P_s' = P_s / P_s^{\text{sat}}$，饱和功率定义为

$$P_p^{\text{sat}} = \frac{a_p h\nu_p}{\Gamma_p \sigma_p T_1} \qquad P_s^{\text{sat}} = \frac{a_s h\nu_s}{\Gamma_s \sigma_s T_1} \tag{4.2.5}$$

泵浦和信号功率因为吸收、受激辐射和自发辐射等因素而沿放大器长度方向变化，这些变化还与信号和泵浦光是同向还是反向传输有关。如果忽略自发辐射的贡献并假定前向泵浦，则 P_p 和 P_s 满足方程

$$\frac{\mathrm{d}P_p}{\mathrm{d}z} = -\Gamma_p \sigma_p N_1 - \alpha' P_p \qquad \frac{\mathrm{d}P_s}{\mathrm{d}z} = \Gamma_s \sigma_s (N_2 - N_1) - \alpha P_s \tag{4.2.6}$$

式中，α 和 α' 分别表示信号波长和泵浦波长处的光纤损耗系数，将式(4.2.4)中的 N_2 和 $N_1 = N_t - N_2$ 代入以上方程，可以得到下面的两个耦合方程：

$$\frac{\mathrm{d}P_p'}{\mathrm{d}z} = -\frac{(P_s' + 1)\alpha_p P_p'}{1 + 2P_s' + P_p'} - \alpha' P_p' \tag{4.2.7}$$

$$\frac{\mathrm{d}P_s'}{\mathrm{d}z} = \frac{(P_p' - 1)\alpha_s P_s'}{1 + 2P_s' + P_p'} - \alpha P_s' \tag{4.2.8}$$

式中，$\alpha_p \equiv \Gamma_p \sigma_p N_t$ 和 $\alpha_s \equiv \Gamma_s \sigma_s N_t$ 分别是泵浦波长和信号波长处的吸收系数。这两个方程描述了 EDFA 内泵浦和信号功率的演化过程，如果忽略放大自发辐射(ASE)，则上述方程的理论预测将与实验吻合得很好[39]。对于在整个光纤长度上放大信号的分布放大器，必须将光纤损耗包括在内；而对于光纤长度在 1 km 以下的集总放大器，可认为 α 和 α' 为零。

上述模型的一个缺陷是假定吸收和发射截面对泵浦和信号都是相同的。而这些截面通常是不同的，如图 4.4(b)所示，但是很容易将模型扩展成能包含这些差别[37]。在这种情形下，仍可得到解析解[36]。图 4.6 给出了 1.55 μm 处的小信号增益作为泵浦功率[见图 4.6(a)]和放大器长度[见图 4.6(b)]的函数[37]，用典型的参量值计算得到的曲线图。对给定的放大器长度 L，放大器增益开始随泵浦功率的增加指数增长，当泵浦功率超过一定值时[对应于图 4.6(a)中的拐点]增长变缓。对给定的泵浦功率，放大器增益在 L 的一个最佳值处最大；当 L 超过这一最佳值时增益迅速下降，原因是放大器的末端部分未受到泵浦且会吸收放大信号。

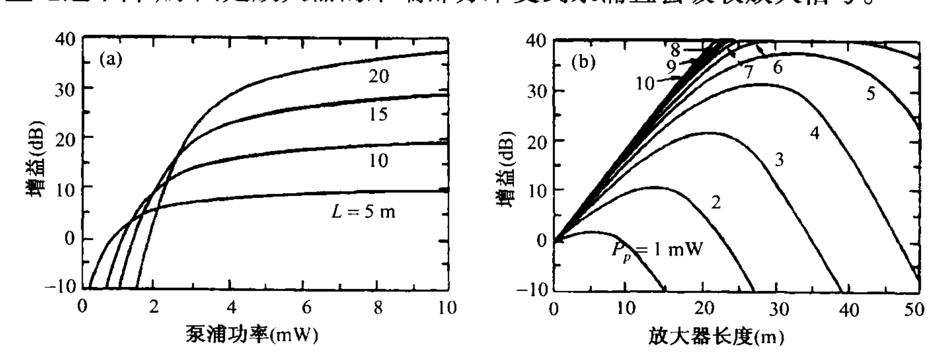


图 4.6 1.48 μm 波长泵浦的 EDFA 在 1.55 μm 处的小信号增益[37]

因为 L 的最佳值取决于泵浦功率 P_p，因此有必要适当选择 L 和 P_p。图 4.6(b)表明，对 1.48 μm 的泵浦波长，若放大器长度 $L = 30$ m，则 5 mW 的泵浦功率就能实现 35 dB 增益。采取

适当设计，仅使用几米长的光纤就可能实现高增益放大器。图4.6所示的定性特征在所有的EDFA中都已观察到，理论和实验通常吻合得相当好[39]。

以上分析假定泵浦和信号均是连续光。在实际应用中，EDFA用连续半导体激光器泵浦，而信号通常不是连续光。例如，在光波系统应用中，信号是以脉冲序列(包含一个由"1"和"0"比特组成的随机序列)的形式出现的。一般要求所有脉冲有相同的增益，幸运的是，对于脉宽小于几微秒的脉冲而言，EDFA对所有脉冲提供相同的增益是很自然的，原因与铒离子的荧光时间($T_1 \approx 10$ ms)相对较大有关。当信号功率变化的时间尺度远小于 T_1 时，铒离子就无法对这样快的变化做出响应。因为单脉冲能量的典型值远小于饱和能量(约为10 μJ)，所以EDFA对平均功率做出响应。结果，增益饱和由信号的平均功率决定，放大器增益不因脉冲而变化。

在与分组交换网和可重构WDM网有关的一些应用中，必须考虑增益动力学的瞬态特性[40]。采用一种内部增益控制机制将放大器增益箝制在一个常数上是可能的[41~48]。其基本思想是，强迫EDFA在所感兴趣的波段以外的某一受控波长上振荡(典型值小于1.5 μm)，由于增益箝制在激光器的阈值处，尽管信号功率有差别，但放大的倍数相同。一个简单的方案是利用全光反馈环路在特定的波长处激发激光发射[41]；另一种方法[42]是在放大器两端刻写光纤布拉格光栅作为高反射镜，迫使EDFA在1.48 μm处振荡。还可以用光纤环形镜代替其中一个光栅[45]，利用这种变化，信号波长能接近激光发射波长，而不影响放大器的性能。

4.2.3 放大器噪声

由于放大器噪声对系统应用是最根本的限制因素，因而在这方面已进行了大量的研究工作[49~59]。如前面所述，放大器噪声可通过噪声指数 $F_n = 2n_{sp}$ 来量度，式中自发辐射因子 n_{sp} 与两能级上的粒子数 N_1 和 N_2 有关[见式(4.1.14)]。因为EDFA是以三能级泵浦原理为工作基础的，N_1 不能忽略，n_{sp} 大于1，所以EDFA的噪声指数大于3 dB的理想值。

EDFA的自发辐射因子可用前面讨论的三能级速率方程计算。然而，必须考虑到 N_1 和 N_2 沿光纤长度方向的变化，因为它们与泵浦功率和信号功率有关[见式(4.2.4)]，因而 n_{sp} 应沿放大器长度方向取平均。结果，噪声指数就像放大器增益一样，既取决于放大器长度 L，也取决于泵浦功率 P_p。图4.7(a)给出了当用1 mW输入功率放大1.53 μm的信号时[53]，对于不同的 P_p/P_p^{sat} 值，F_n 沿放大器长度方向的变化曲线。同样条件下放大器增益的变化曲线如图4.7(b)所示，结果表明对高增益放大器，噪声指数接近3 dB。

实验结果证实，在EDFA中能实现 F_n 接近于3 dB。对一个30 m长的EDFA，在11 mW泵浦功率和0.98 μm泵浦波长下测得的噪声指数为3.2 dB[51]。在另一个泵浦功率仅5.8 mW的实验[52]中也得到了类似的结果。总的来说，很难同时实现高增益、低噪声和高泵浦效率。主要限制因素是放大自发辐射噪声逆着泵浦光方向传输并消耗了泵浦功率。在腔内插入一个隔离器可在很大程度上缓解这一难题。一个实验采用这种办法，当泵浦功率仅为48 mW时，实现了51 dB的增益和3.1 dB的噪声指数[56]。EDFA的相对低的噪声使其成为WDM光波系统的理想选择，尽管噪声低，但对采用多个EDFA的长途系统来说，放大自发辐射噪声(ASE噪声)常常是限制其性能的重要因素。

当低功率信号被放大较大的倍数时，放大器噪声的影响会相当严重。实际上，通过减小放大器间距可降低级联EDFA链路中的噪声。基于此原因，分布光纤放大器引起极大关注，其增益分布在低掺杂石英光纤的较长长度(约为50 km)上，这样沿光纤长度的分布增益补偿了光纤

损耗[60~67]。这种光纤也称为是"透明的(transparent)"或无损耗的,尽管它们仅在用适当的波长泵浦时才变成近似"透明"的。最佳泵浦波长是 1.48 μm,因为与其他泵浦波长(如 0.98 μm)相比,泵浦损耗在这一波长最小。一般来说,应考虑 1.48 μm 泵浦的分布 EDFA 中的受激喇曼散射(SRS)效应,因为信号波长位于喇曼增益带宽内[63]。结果信号增益不仅来源于掺杂物,也来源于 SRS。实际上,当泵浦功率一定时,SRS 提高了净增益,降低了噪声指数。石英基质的非线性效应和色散效应对分布光纤放大器起重要作用,这方面的内容将在下一节中讨论。

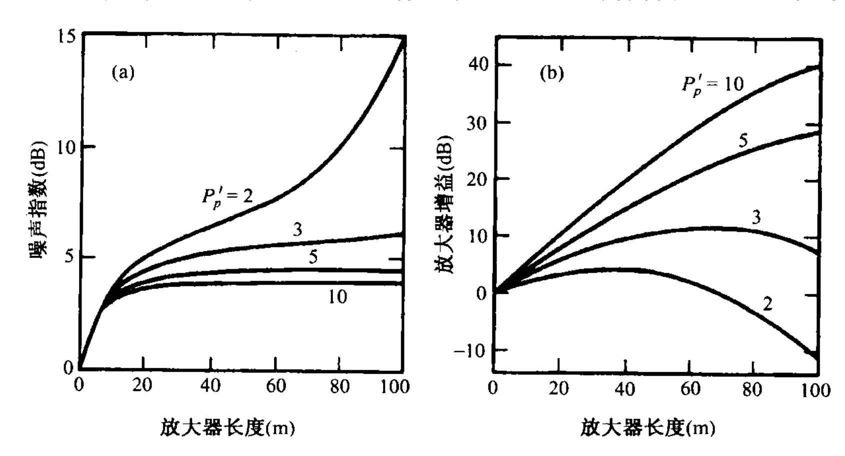


图 4.7 放大器的(a) 噪声指数和(b) 增益沿放大器长度方向的变化曲线[53]

4.3 色散和非线性效应

由于光纤放大器的带宽相当大,因此其可对短光脉冲无畸变放大。实际上,EDFA 在出现后不久就被用于放大超短脉冲。本节讨论如何将用于描述非掺杂光纤中脉冲传输的非线性薛定谔方程推广到能包含掺杂光纤提供的增益的情况[68]。

4.3.1 麦克斯韦-布洛赫方程组

考虑到参与光感应跃迁的只有两个能级,掺杂光纤中的稀土离子可看成二能级系统。二能级系统的动态响应由著名的麦克斯韦-布洛赫(Maxwell-Bloch)方程组描述[8],该方程组可以扩展到光纤放大器的情形。在本书原理篇 2.1 节给出的式(2.1.8)中[68],感应极化强度 $\boldsymbol{P}(\boldsymbol{r},t)$应加入第三项 $\boldsymbol{P}_d(\boldsymbol{r},t)$,以包括掺杂物的贡献,其值可用半经典方法求得,即掺杂物是通过感应偶极矩与光场 $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)$相互作用的。在慢变包络近似下,$\boldsymbol{P}_d(\boldsymbol{r},t)$可写为

$$\boldsymbol{P}_d(\boldsymbol{r},t)=\frac{1}{2}\hat{x}[P(\boldsymbol{r},t)\exp(-i\omega_0 t)+\text{c.c.}] \tag{4.3.1}$$

式中,$\hat{x}$ 是与光场$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)$有关的单位极化矢量。慢变部分 $P(\boldsymbol{r},t)$可通过解下面的布洛赫方程组求得[8]:

$$\frac{\partial P}{\partial t}=-\frac{P}{T_2}-i(\omega_a-\omega_0)P-\frac{i\mu^2}{\hbar}EW \tag{4.3.2}$$

$$\frac{\partial W}{\partial t}=\frac{W_0-W}{T_1}+\frac{1}{\hbar}\text{Im}(E^*P) \tag{4.3.3}$$

式中,μ是偶极矩,ω_a 是原子跃迁频率,$W=N_2-N_1$ 是初始值为 W_0 的反转粒子数,T_1 和 T_2 分

别是前面介绍的荧光时间和偶极子弛豫时间，$E(\boldsymbol{r},t)$是光场的慢变包络振幅。按照本书原理篇 2.3 节的分析方法[68]，将掺杂物引起的效应包括在内的 NLS 方程修正为

$$\frac{\partial A}{\partial z}+\beta_1\frac{\partial A}{\partial t}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2}+\frac{\alpha}{2}A=i\gamma|A|^2A+\frac{i\omega_0}{\varepsilon_0 c}\langle P\exp(-i\beta_0 z)\rangle \tag{4.3.4}$$

式中，角括号表示对模分布$|F(x,y)|^2$求空间平均值。如果要包括光纤放大器的非均匀加宽的影响，则应对各个原子跃迁频率求平均值。

对脉宽小于偶极子弛豫时间（$T_2<0.1$ ps）或与其相当的脉冲，必须用麦克斯韦-布洛赫方程组[方程(4.3.2)至方程(4.3.4)]求解；而对于较宽的光脉冲，考虑到掺杂物响应足够快，可认为感应极化随光场是绝热变化的，速率方程可以采用近似形式，结果使分析大大简化[8]。

掺杂物的色散效应可在傅里叶域中加以考虑，并用下面的标准关系式定义掺杂物极化率：

$$\tilde{P}(\boldsymbol{r},\omega)=\varepsilon_0\chi_d(\boldsymbol{r},\omega)\tilde{E}(\boldsymbol{r},\omega) \tag{4.3.5}$$

式中，ε_0 是真空介电常数，“~”代表傅里叶变换。极化率为

$$\chi_d(\boldsymbol{r},\omega)=\frac{\sigma_s W(\boldsymbol{r})n_0 c/\omega_0}{(\omega-\omega_a)T_2+i} \tag{4.3.6}$$

式中，跃迁截面 σ_s 与偶极矩μ的关系为 $\sigma_s=\mu^2\omega_0T_2/(\varepsilon_0 n_0\hbar c)$，$n_0$ 是基质介质在频率 ω_0 处的背景线性折射率。

4.3.2 金兹堡-朗道方程

按照本书原理篇 2.3 节的分析方法[68]，利用方程(4.3.2)至方程(4.3.6)可以得到光脉冲的传输方程。主要变化是，由于 χ_d 和频率有关，$\Delta\beta$ 也变为与频率有关的量；另外，当把光场变换回时域中时，必须将 β 和 $\Delta\beta$ 用泰勒级数展开，以包括掺杂物的色散效应。利用泰勒级数展开和关系式 $\omega-\omega_a=(\omega-\omega_0)+(\omega_0-\omega_a)$，最终得到的传输方程为[69]

$$\frac{\partial A}{\partial z}+\beta_1^{\text{eff}}\frac{\partial A}{\partial t}+\frac{i}{2}\beta_2^{\text{eff}}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2}+\frac{1}{2}(\alpha+\alpha_2|A|^2)A=i\gamma|A|^2A+\frac{g_0}{2}\frac{1+i\delta}{1+\delta^2}A \tag{4.3.7}$$

式中

$$\beta_1^{\text{eff}}=\beta_1+\frac{g_0T_2}{2}\left[\frac{1-\delta^2+2i\delta}{(1+\delta^2)^2}\right] \tag{4.3.8}$$

$$\beta_2^{\text{eff}}=\beta_2+g_0T_2^2\left[\frac{\delta(\delta^2-3)+i(1-3\delta^2)}{(1+\delta^2)^3}\right] \tag{4.3.9}$$

失谐参量 $\delta=(\omega_0-\omega_a)T_2$。增益 g_0 定义为

$$g_0(z,t)=\frac{\sigma_s\iint_{-\infty}^{\infty}W(\mathbf{r},t)|F(x,y)|^2\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y}{\iint_{-\infty}^{\infty}|F(x,y)|^2\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y} \tag{4.3.10}$$

式中，积分域为整个 x-y 平面。另外，方程(4.3.7)通过参量 α_2 包括了双光子吸收效应。虽然双光子吸收效应对石英光纤可忽略，但对用高非线性材料制成的光纤却非常重要[70]。

方程(4.3.7)给出了基质光纤的色散参量是如何因掺杂物的贡献而变化的。因为 $v_g=\beta_1^{-1}$，所以 β_1 的变化意味着脉冲的群速度也受掺杂物的影响。但是，实际上掺杂物导致的群速度变化可以忽略，因为在光纤放大器的典型工作条件下，式(4.3.8)的第二项相当于一个高阶无穷小

量(10^{-4})。与之相反,β_2 的变化不能忽略,因为式(4.3.9)中的两项可以相比拟,在放大器的零色散波长附近尤其如此。即使在 $\delta=0$ 的特殊情形下,β_2^{eff} 也不会简化为 β_2。实际上,对 $\delta=0$,由式(4.3.9)可得

$$\beta_2^{\text{eff}}=\beta_2+ig_0T_2^2 \tag{4.3.11}$$

β_2^{eff} 是一个复数参量,其虚部来自于掺杂物提供的增益,它在物理上的起因与光纤放大器的有限增益带宽有关,因此称为增益色散(gain dispersion),因为它源于增益的频率相关性。式(4.3.11)是抛物线增益近似的结果,在这种近似中,光纤放大器的增益谱在脉冲的频谱带宽内近似为抛物线形。

很难求出式(4.3.10)中的积分表达式,因为由于增益饱和,W 不仅依赖于空间坐标 x,y,z,而且与模式分布 $|F(x,y)|^2$ 有关。实际上,只有光纤纤芯的一小部分掺有稀土离子。如果模强度和掺杂浓度在掺杂区是近似均匀的,则可假定 W 在掺杂区为一常数而在其他部分为零。在这种情况下,容易求出积分并得到一个简单关系式

$$g_0(z,t)=\Gamma_s\sigma_sW(z,t) \tag{4.3.12}$$

式中,因子 Γ_s 表示限制在光纤掺杂区内的模功率所占比例。将式(4.3.3)和式(4.3.12)联立,可得到描述增益的动力学方程为

$$\frac{\partial g_0}{\partial t}=\frac{g_{ss}-g_0}{T_1}-\frac{g_0|A|^2}{T_1P_s^{\text{sat}}} \tag{4.3.13}$$

式中,$g_{ss}=\Gamma_s\sigma_sW_0$ 是小信号增益,饱和功率 P_s^{sat} 由式(4.2.5)定义。注意,由于泵浦功率的变化,g_0 沿光纤长度方向并非一个常数,它与 z 的关系取决于泵浦方式,并要用到方程(4.2.6)。

一般来说,必须按照自洽方式求解方程(4.3.7)和方程(4.3.13)。然而,对大多数光纤放大器而言,荧光时间 T_1(约为 0.1 ~ 10 ms)与典型脉宽相比非常长,可以假定在脉冲持续时间内没有自发辐射和泵浦发生,对方程(4.3.13)积分,易得

$$g_0(z,t)\approx g_{ss}\exp\left(-\frac{1}{E_s}\int_{-\infty}^{t}|A(z,t)|^2\mathrm{d}t\right) \tag{4.3.14}$$

式中,饱和能量定义为 $E_s=(\alpha_s/\sigma_s)\hbar\omega_0$,对光纤放大器,$E_s$ 的典型值接近 1 μJ。但是,实际应用中用到的脉冲能量比饱和能量 E_s 小得多,所以在单脉冲持续时间内增益饱和可忽略。由于放大器增益在大于 T_1 的时间尺度上会发生饱和,因此对长脉冲序列不能忽略增益饱和现象,这样放大器内的平均功率决定了饱和增益为 $g_0=g_{ss}(1+P_{av}/P_s^{\text{sat}})^{-1}$。

脉冲在光纤放大器中的传输用广义 NLS 方程描述,系数 β_1^{eff} 和 β_2^{eff} 不仅是复数,而且沿光纤长度随 z 变化。在 $\delta=0$ 的特殊情形下,方程(4.3.7)可大大简化,变成

$$\frac{\partial A}{\partial z}+\frac{i}{2}(\beta_2+ig_0T_2^2)\frac{\partial^2A}{\partial T^2}=i\left(\gamma+\frac{i}{2}\alpha_2\right)|A|^2A+\frac{1}{2}(g_0-\alpha)A \tag{4.3.15}$$

式中,$T=t-\beta_1^{\text{eff}}z$。该方程描述了光脉冲在光纤放大器中的放大,其中 T_2 项与远离增益峰的光脉冲的频谱分量的增益减小有关。方程(4.3.15)是复数系数的广义 NLS 方程,它可以简化为金兹堡-朗道方程,后者已在流体动力学领域得到了广泛研究。下一节将讨论其稳态解的稳定性。

4.4 调制不稳定性

若连续光在增益产生于整个光纤长度上的分布光纤放大器中传输时,本书原理篇 5.1 节讨论的调制不稳定性将起重要作用[68]。另外,若信号在短长度光纤放大器组成的链路中被周期

性地放大，则会产生一种新型的调制不稳定性，这种情形发生在孤子通信系统中（见 7.3 节）。本节将分别讨论这两种情形。

4.4.1　分布放大

下面讨论连续波或准连续波信号在分布光纤放大器中的传输。若忽略方程(4.3.15)中的时间导数项，则可得到稳态解。为简单起见，假设 g_0 与 z 无关，方程的解为

$$\bar{A}(z)=\sqrt{P_0}\exp[b(z)] \tag{4.4.1}$$

式中，P_0 是入射功率且

$$b(z)=\frac{1}{2}(g_0-\alpha)z+i\gamma P_0\int_0^z \exp[(g_0-\alpha)z]\mathrm{d}z \tag{4.4.2}$$

式(4.4.1)表明，连续波信号被指数放大，并获得一自相位调制(SPM)感应的非线性相移。

按照标准步骤，对方程的稳态解进行微扰，于是有

$$A(z,T)=[\sqrt{P_0}+a(z,T)]\exp[b(z)] \tag{4.4.3}$$

利用线性稳定性分析可以检验微扰 $a(z,T)$ 的演化。将式(4.4.3)代入方程(4.3.15)，并使 a 线性化，可得一个能近似求解的线性方程，并且其解为以下形式：

$$a(z,T)=a_1\exp[i(\textstyle\int_0^z K(z)\mathrm{d}z-\Omega T)]+a_2\exp[-i(\int_0^z K(z)\mathrm{d}z-\Omega T)] \tag{4.4.4}$$

式中，Ω 是微扰频率。由于放大器提供的增益，波数 K 与 z 有关，并满足下面的色散关系[71]：

$$K(\Omega,z)=\tfrac{1}{2}ig_0T_2^2\Omega^2\pm\tfrac{1}{2}|\beta_2\Omega|[\Omega^2+(4\gamma P_0/\beta_2)\mathrm{e}^{(g_0-\alpha)z}]^{1/2} \tag{4.4.5}$$

当增益和损耗忽略不计时，色散关系式(4.4.5)简化为本书原理篇 5.1 节中的对未掺杂光纤所得的结果[68]。当 $K(\Omega,z)$ 的虚部在光纤放大器的较大长度上为负值时，就会发生调制不稳定性。定义频率 Ω 处的总积分增益为

$$h(\Omega)=-2\int_0^L \mathrm{Im}[K(\Omega,z)]\mathrm{d}z \tag{4.4.6}$$

其中 L 是放大器长度，此式非常有用。稳态解的稳定性严格取决于光在放大器内部是经历正常 GVD 还是反常 GVD。在正常 GVD 情形下，对所有 Ω 值，$h(\Omega)$ 均为负值，稳态解对微扰是稳定的；在反常 GVD($\beta_2<0$)情形下，情况就大不同了，与未掺杂光纤的情形类似，对于一定范围的 Ω 值，$h(\Omega)$ 变为正值。对于将 30 dB 的增益分布在 10 km 长光纤上的分布光纤放大器，图 4.8 通过绘出 $h(\Omega)$ 在三个入射功率下的曲线，给出了调制不稳定性的增益谱，其他参量值为 $\beta_2=-20\ \mathrm{ps^2/km}$ 及 $\gamma=10\ \mathrm{W^{-1}/km}$。当入射功率约为 1 mW 时，发生了调制不稳定性，它可以将连续光转换成重复频率在 100 GHz 左右的脉冲序列。

4.4.2　周期性集总放大

大多数长途光纤通信系统采用掺杂光纤仅有几米长的光放大器，这样的放大器的长度比色散长度和非线性长度短得多。从本质上讲，光纤放大器的作用是放大信号，而不会引起时域和频域的任何变化，这种放大器称为集总放大器(lumped amplifier)，因为它能在约 10 m 长的距离上将信号放大20 dB，补偿长达 100 km 光纤的损耗。利用这种集总放大方式，简单地沿光纤链路周期性地放置多台放大器，就可以将光信号传输约 1000 km。

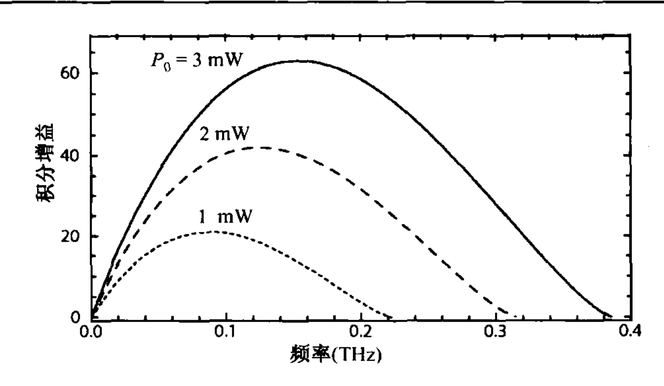


图 4.8 分布光纤放大器在三种入射功率下的调制不稳定性增益谱

调制不稳定性以几种方式影响这种周期性放大光纤通信系统的性能,早在 1990 年,计算机模拟表明,调制不稳定性对采用非归零(NRZ)码格式进行数据传输的光波系统是一个限制因素[72],从此人们从理论和实验两方面对调制不稳定性的影响进行了研究,其中既有单信道系统,也有波分复用系统[73~83]。

由于放大的周期性特性,无论是在光纤的正常还是反常 GVD 区使用光放大器,均能感应调制不稳定性[74],这种新的不稳定性机制来源于光功率沿光纤链路周期性的锯齿样变化。为了更清楚地理解其物理本质,可注意,由于折射率的非线性部分取决于局部功率大小,因此功率沿 z 的周期性变化等效于形成了一个折射率光栅,此光栅的周期等于放大器间距,一般在 40~80 km 范围内。这样的长周期光栅提供了调制不稳定性边带之间的一种新的耦合机制,当微扰频率 Ω 满足布拉格条件时,就会形成这种耦合。

从数学意义上讲,光纤放大器外部光场的演化由标准 NLS 方程

$$i\frac{\partial A}{\partial z}-\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial T^2}+\gamma|A|^2A=-\frac{i\alpha}{2}A \tag{4.4.7}$$

描述,其中 α 表示光纤损耗。在每个放大器内部,用净增益 g_0 代替 $-\alpha$,同时色散和非线性效应忽略不计。通过 $A=B\exp(-\alpha z/2)$ 引入新变量 B,方程(4.4.7)变成

$$i\frac{\partial B}{\partial z}-\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 B}{\partial T^2}+\gamma f(z)|B|^2B=0 \tag{4.4.8}$$

式中,$f(z)$ 是周期函数。这样在两个放大器之间的每一段光纤内,$f(z)$ 以指数形式 $f(z)=\exp(-\alpha z)$ 减小,同时在每个放大器所在位置跳变为 1。

将上面的分析进行延伸,可将 $f(z)$ 的周期性变化包括在内。若将 $f(z)$ 展开成傅里叶级数形式

$$f(z)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}c_n\exp(2\pi inz/L_A) \tag{4.4.9}$$

则调制不稳定性峰值增益的频率为[74]

$$\Omega_m=\pm\left(\frac{2\pi m}{\beta_2 L_A}-\frac{2\gamma P_0 c_0}{\beta_2}\right)^{1/2} \tag{4.4.10}$$

式中,整数 m 表示布拉格衍射级数,L_A 是放大器间距(光栅周期),傅里叶系数 c_0 与光纤损耗 α 或放大器增益 $G\equiv\exp(\alpha L_A)$ 有关,关系式为

$$c_0 = \frac{1-\exp(-\alpha L_A)}{\alpha L_A} = \frac{G-1}{G\ln G} \tag{4.4.11}$$

在无周期性增益-损耗变化或者 $m=0$ 时，仅当连续波信号通过反常 GVD 区时 Ω_0 才存在；然而，当 $m\neq 0$ 时，即使对正常 GVD($\beta_2>0$)也能产生调制边带。基于此原因，这种不稳定性称为边带不稳定性(sideband instability)。从物理意义上讲，边带的产生是因为当 $m\neq 0$ 时，非线性折射率光栅有助于满足四波混频所需的相位匹配条件。在实际应用中，只要能保证光放大器间距沿光纤链路是不均匀的，就可以避免这种现象。

4.4.3 噪声放大

若光放大器产生了噪声，则调制不稳定性能使系统性能显著劣化。从物理意义上讲，光纤放大器内部的自发辐射将宽带噪声叠加到放大信号上，噪声能为调制不稳定性边带的产生提供种子注入，并通过感应调制不稳定性得到放大[77~83]。这种噪声放大通过两种方式影响系统性能。首先，它降低了接收机的信噪比；其次，它展宽了信号频谱。由于 GVD 感应的光信号展宽与它们的带宽有关，系统性能受到了损害。

为研究两光放大器之间每段光纤中的噪声放大过程，将方程(4.4.8)的连续波解增加一个噪声项，即

$$B(z,T) = [\sqrt{P_0} + a(z)e^{i\Omega T}]\exp(i\phi_{NL}) \tag{4.4.12}$$

式中，$\phi_{NL}=\gamma P_0\int_0^z f(z)\,dz$ 是 SPM 感应的非线性相移，$a(z)$是频率为 Ω 处的噪声振幅，将式(4.4.12)代入方程(4.4.8)可得

$$\frac{da}{dz} = \frac{i}{2}\beta_2\Omega^2 + i\gamma P_0 f(z)(a+a^*) \tag{4.4.13}$$

若不计光纤损耗，即 $\alpha=0$，同时 $f(z)\equiv 1$，与 z 无关，则此方程很容易求解[77]。当 $\alpha\neq 0$ 时，方程也可以求解，但其解由于涉及汉克尔(Hankel)函数而变得相当复杂[79]。若 $f(z)$用其平均值 c_0 代替，可以得到一个近似解为[83]

$$\begin{pmatrix} a_1(z) \\ a_2(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(Kz) & -r_0^{-1}\sin(Kz) \\ r_0\sin(Kz) & \cos(Kz) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1(0) \\ a_2(0) \end{pmatrix} \tag{4.4.14}$$

式中，a_1 和 a_2 分别是噪声振幅的实部和虚部($a=a_1+ia_2$)，K 和 r_0 定义为

$$K = \tfrac{1}{2}\beta_2\Omega^2 r_0 \qquad r_0 = [1+4\gamma P_0 c_0/(\beta_2\Omega^2)]^{1/2} \tag{4.4.15}$$

光纤放大器在其全部增益带宽(一般大于 30 nm)内产生噪声。位于调制不稳定性增益谱内的噪声的频率分量因 r_0 而被指数放大，这样传输常数 K 变成一个纯虚数。实际应用时，在每一放大器后放置一个光学滤波器，以降低噪声带宽。图 4.9 给出了放大器间距为 50 km 的 2500 km 长光纤(光纤参量值 $\beta_2=-1\ \text{ps}^2/\text{km}$，$\gamma=2\ \text{W}^{-1}/\text{km}$，$\alpha=0.22$ dB/km)链路输出端的数值模拟频谱[83]，其中 1.55 μm 波长处的 1 mW 信号通过放大器链路传输，在每一放大器后放置一个带宽为 8 nm 的光学滤波器(洛伦兹形)。图中宽的基座是 ASE 造成的，1.55 μm 波长附近的双峰结构是由于即使无放大器也发生了常规调制不稳定性的缘故。周围较弱的小峰源于周期性功率波动形成的非线性折射率光栅，这些峰的位置与式(4.4.10)预期的一致。

放大器噪声的增强降低了信号在接收机端的 SNR。对工作在 10 Gbps 的光波系统，实验结果表明，系统性能在传输仅 455 km 后就严重劣化[80]。若用色散补偿光纤来部分补偿 GVD 的影

响,则可以明显改善系统性能。在 WDM 系统中,某一信道中的信号可作为感应调制不稳定性的种子光,若信道间隔位于调制不稳定性的增益带宽内,则会造成信道间的串扰,这种现象称为共振四波混频。尽管 GVD 较大,但由于通过 SPM 实现了相位匹配,故产生了这种共振 FWM (resonant FWM)过程[82]。一般而言,通过减小放大器间距和利用光纤链路的正常 GVD 区传输信号,可以减小调制不稳定性对光波系统的影响。

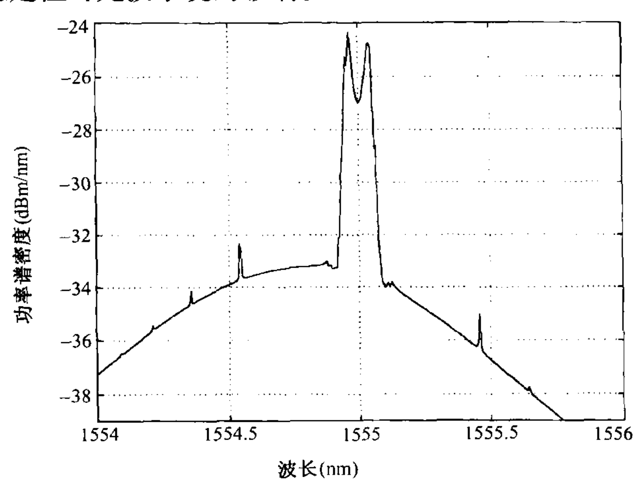


图 4.9 长光纤链路输出端的调制不稳定性频谱[83]

4.5 光孤子

本节和下一节将着重讨论光脉冲在光纤放大器中的传输问题。20 世纪 90 年代,有相当一部分注意力集中到通过理论模拟来理解放大上[84~108]。在讨论超短脉冲的放大之前,研究一下掺杂光纤能否支持类似本书原理篇第 5 章中讨论的未掺杂光纤中的光孤子,是很有指导意义的[68]。由于金兹堡-朗道方程(4.3.15)用逆散射法是不可积的,从严格的数学意义上讲,它没有孤子解;然而可能有孤立波解,孤立波解代表在传输过程中形状没有变化的光脉冲。早在 1977 年就发现了方程(4.3.15)在流体动力学领域存在这样的孤立波解[109],1989 年在非线性光纤光学范畴再次发现了这种孤立波解[84]。从此,人们对金兹堡-朗道方程的孤立波解[通常也称为耗散孤子(dissipative soliton)]进行了广泛研究[110~116]。在光放大器范畴内,这种孤立波解也称为自孤子(autosoliton),因为所有输入脉冲都向一个宽度和其他特性由增益介质决定的特殊脉冲演化[87]。

4.5.1 自孤子的特性

与未掺杂光纤中的传统孤子情形类似,引入无量纲变量(孤子单位)

$$\xi = z/L_D \qquad \tau = T/T_0 \qquad u = \sqrt{\gamma L_D}A \tag{4.5.1}$$

式中,$L_D = T_0^2/|\beta_2|$是色散长度,这样方程(4.3.15)可以采用归一化形式[92]

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{1}{2}(s+id)\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + (1+i\mu_2)|u|^2 u = \frac{i}{2}\mu u \tag{4.5.2}$$

式中,$s = \text{sgn}(\beta_2) = \pm 1$,其他参量定义为

$$d = g_0 L_D (T_2/T_0)^2 \qquad \mu = (g_0 - \alpha) L_D \qquad \mu_2 = \alpha_2/2\gamma \tag{4.5.3}$$

当三个参量 d，μ 和 μ_2 为零时，方程(4.5.2)简化为标准的非线性薛定谔方程。从物理意义上讲，d 通过参量 T_2 与放大器带宽有关，μ 与放大器增益有关，μ_2 描述了双光子吸收效应。对于大多数 EDFA，若取 $T_0 \approx 1$ ps，则上述参量的数值分别为 $d \approx 10^{-3}$，$\mu \approx 1$ 和 $\mu_2 \approx 10^{-4}$。

方程(4.5.2)的一个延伸形式，即所谓的三次-五次金兹堡-朗道方程，也引起极大关注[111~116]，它将五次项 $\epsilon |u|^2 u$ 加到方程(4.5.2)中，其中 ϵ 是常数参量，通常可以是复数。从物理意义上讲，五次项源于光纤非线性的饱和效应，在实际功率水平下，该项对石英光纤通常可以忽略不计。基于此原因，其影响在本章中不予考虑。

因为逆散射法不适用，方程(4.5.2)的孤立波解是用试错法得到的。根据这种方法，先猜测一个解析形式的解，然后再调整常量，以满足方程(4.5.2)。这个方程的孤立波解的适当函数形式为[109]

$$u(\xi,\tau) = N_s[\mathrm{sech}(p\tau)]^{1+iq}\exp(iK_s\xi) \tag{4.5.4}$$

常量 N_s，p，q 和 K_s 可通过将式(4.5.4)代入方程(4.5.2)得到，

$$N_s^2 = \tfrac{1}{2}p^2[s(q^2-2)+3qd] \tag{4.5.5}$$

$$p^2 = \mu[d(q^2-1)-2sq]^{-1} \tag{4.5.6}$$

$$K_s = \tfrac{1}{2}p^2[s(q^2-1)+2qd] \tag{4.5.7}$$

式中，q 是以下二次方程式的一个解：

$$(d-\mu_2 s)q^2 - 3(s+\mu_2 d)q - 2(d-\mu_2 s) = 0 \tag{4.5.8}$$

无论 β_2 是取正值还是负值，式(4.5.4)给出的通解总是存在的。容易证明，当 $s=-1$(反常 GVD)且 d，μ 和 μ_2 为零时，式(4.5.4)给出的解简化为 NLS 方程的标准孤子解[68]。上述限制条件不能确定参量 p，因为非线性薛定谔方程支持一整族 $N_s = p$ 的基阶孤子。相比之下，对于金兹堡-朗道方程，p 和 N_s 是由放大器参量 μ 和 d 决定的。这一基本差别是由掺杂物引入的。光纤放大器从未掺杂光纤支持的整族孤子中选择出一个孤子，该孤子的脉宽和峰值功率由放大器参量(如增益及其带宽)唯一确定，因而这样的脉冲称为"自孤子"[87]。

自孤子的一个重要特征是，与传统孤子(或者称为 NLS 孤子)不同，它表示啁啾脉冲。这一特征可明显地从式(4.5.4)看出：当 $q \neq 0$ 时，孤子相位是和时间有关的。实际上，式(4.5.4)可写为

$$u(\xi,\tau) = N_s\mathrm{sech}(p\tau)\exp[iK_s\xi - iq\ln(\cosh p\tau)] \tag{4.5.9}$$

定义频率啁啾为 $\delta\omega = -\partial\phi/\partial\tau$，则啁啾由下式给出：

$$\delta\omega(\tau) = qp\tanh(p\tau) \tag{4.5.10}$$

参量 q 决定了啁啾的大小。从式(4.5.8)可看出，仅当 d 或 μ_2 不为零时，才有 $q \neq 0$。对石英光纤放大器而言，μ_2 足够小，可将其约化为零，则参量 q 为

$$q = [3s \pm (9+8d^2)^{1/2}]/2d \tag{4.5.11}$$

式中"±"的选择原则是保证参量 p 和 N_s 是实数。

光纤放大器中存在孤子这一事实有点令人惊讶。在放大器提供增益的情况下，孤子怎么能保持其形状和能量不变呢？除非存在一种损耗机制。增益色散和双光子吸收提供了这样的一种损耗机制。双光子吸收作为一种损耗机制比较容易理解，而增益色散是怎样导致损耗的则不

十分明确。由于增益带宽有限,增益的频率相关性表现为,在光脉冲频谱的两翼,增益较小,如果脉冲频谱比增益带宽宽,那么甚至还会导致损耗。因此,对于宽频谱脉冲而言,增益色散相当于一种损耗机制。加在孤子[见式(4.5.9)]上的频率啁啾有利于维持增益和损耗间的平衡,因为它可以通过啁啾参量 q 调整脉冲频谱,这就是自孤子带有啁啾的原因。这种机制还能解释为什么即使在掺杂光纤的正常 GVD 区也存在放大器孤子。

图 4.10 比较了放大器孤子在正常(虚线)或反常(实线)GVD 情形下的强度和啁啾曲线,其中 $d=0.5,\mu=0.5$ 和 $\mu_2=0$。在这两种情形下,啁啾在大部分强度曲线上都是近线性的,只是在正常 GVD 情形下孤子宽得多。图 4.11 给出了孤子参量随增益色散参量 d 的变化关系,其中取 $\mu=d$ 和 $\mu_2=0$,横轴坐标为 d,纵坐标分别为孤子宽度参量 p^{-1} 和啁啾参量 q。实线和虚线分别对应反常($s=-1$)和正常($s=1$)GVD 的情形。当 d 值较大时,正常和反常色散 GVD 间的差别消失了,此时孤子行为更多地由增益色散而不是由石英基质的折射率色散决定。相比之下,当 $d<1$ 时,正常 GVD 情形下的孤子宽度和啁啾参量都大得多。实际上,当 $d\to 0$ 时,这些参量都趋向无穷大,因为未掺杂光纤在正常 GVD 条件下不支持亮孤子。双光子吸收效应将减小孤子振幅并增大孤子宽度。对大多数光纤放大器而言,μ_2 非常小,其影响可忽略不计。

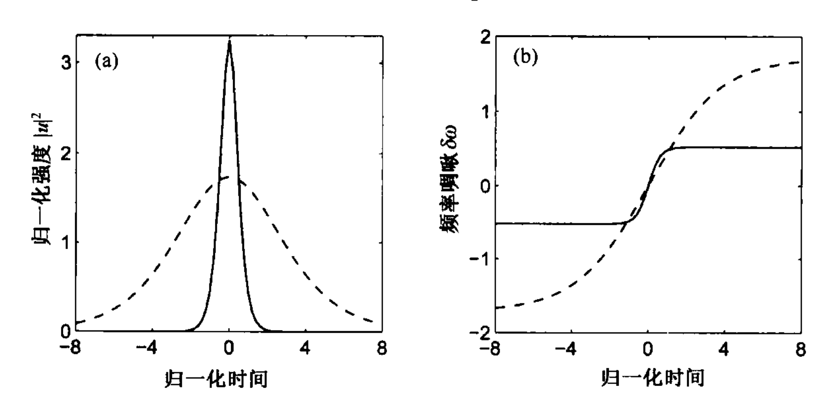


图 4.10 放大器孤子在正常或反常 GVD 情形下的强度和啁啾曲线。(a) 强度曲线;(b) 啁啾曲线

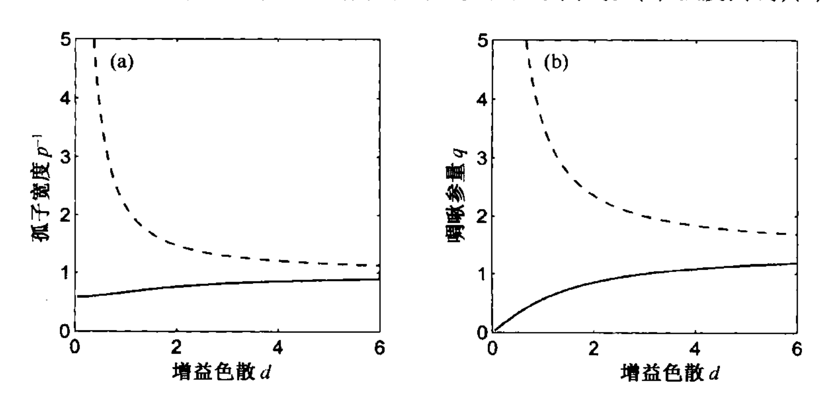


图 4.11 孤子宽度 p^{-1} 和啁啾参量 q 随增益色散参量 d 的变化关系。(a) 孤子宽度曲线;(b) 孤子啁啾曲线

由于增益色散和双光子吸收效应允许在正常 GVD 区存在亮孤子,读者肯定会问,金兹堡-朗道方程是否在正常和反常 GVD 区都存在暗孤立波解?答案是肯定的。对未掺杂光纤中的暗孤子,要用 $\tanh(\tau)$ 代替 $\mathrm{sech}(\tau)$[68],所以可简单地用下式代替式(4.5.9):

$$u(\xi,\tau)=N_s\tanh(p\tau)\exp[iK_s\xi-iq\ln(\cosh p\tau)] \tag{4.5.12}$$

式(4.5.12)实际上是金兹堡-朗道方程的一个解[84]。参量 N_s, p, q 和 K_s 由类似于式(4.5.5)至式(4.5.8)的方程组决定。暗孤子的定性行为也与由式(4.5.9)描述的亮孤子相似,特别是增益色散决定了施加于暗孤子的频率啁啾。

正如调制不稳定性能使连续波解变得不稳定一样,在一定条件下,金兹堡-朗道方程的孤立波解也能变得不稳定。基于此原因,这种解的稳定性已被广泛研究[112]。很显然,对于 $s=\pm1$,由式(4.5.4)至式(4.5.8)可知,仅当μ, d 和μ_2 在一定范围内取值时,N_s 和 p 才能存在正实数值。而仅当$\mu>0$ 并且放大器参量使 N 和 p 均为正数时,稳定的自孤子才能存在。然而,当 $\mu>0$ 时,由于任何微扰都会被光纤增益放大,所以背景变得不稳定。后面将清楚地看到,背景噪声的不稳定性对光纤放大器和激光器有重要意义。

4.5.2　麦克斯韦-布洛赫孤子

式(4.5.9)给出的孤子解表明,自孤子的宽度能变得与偶极子弛豫时间 T_2 相比拟(见图 4.11)。在这样的条件下,推导金兹堡-朗道方程的过程中所用的速率方程近似[见式(4.3.5)]无效,因而金兹堡-朗道方程的有效性值得怀疑。此时,必须考虑通过解方程(4.3.2)至方程(4.3.4)寻找麦克斯韦-布洛赫方程组本身的孤立波解。

这样的孤立波解最早是 1967 年在 β_2 和 γ 可忽略不计的非光纤介质中得到的[117],所涉及的非线性现象称为自感应透明(self-induced transparency, SIT)。从此,SIT 孤子已得到广泛研究[118~122]。麦克斯韦-布洛赫方程组的孤子解甚至在非线性基质(无色散)中也存在,但所得的孤子是带啁啾的[119]。在色散非线性基质中,二能级放大介质的啁啾孤子也已得到[121]。

对于 SIT 孤子,方程(4.3.2)至方程(4.3.4)可大大简化,含有 T_1 和 T_2 的项可忽略,因为 SIT 要求原子和光场间的相干互作用,只有当光脉冲比 T_1 和 T_2 短得多时才会发生。如果激射频率 ω_0 与原子跃迁频率 ω_a 一致,则可假定振幅 $A(z,t)$是实数。对二能级吸收体(无泵浦),SIT 孤子由下式给出[117]:

$$A(z,t)=N_0\mathrm{sech}\left(\frac{t-z/V}{\tau_p}\right) \tag{4.5.13}$$

式中,脉冲速度 V 和脉冲宽度 τ_p 的关系为

$$\frac{1}{V}=\frac{1}{c}+\frac{\rho\mu^2\omega_0}{2\varepsilon_0 hc}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\tau_p^2 h(\Delta)\mathrm{d}\Delta}{1+(\Delta\tau_p)^2} \tag{4.5.14}$$

式中,ρ 是原子密度,$\Delta=\omega-\omega_0$,$h(\Delta)$是非均匀加宽二能级系统的分布函数。

式(4.5.13)表明,双曲正割脉冲甚至在吸收介质中也能保持形状、宽度或振幅无变化地传输,条件是输入振幅 N_0 与脉宽相互关联,构成一个脉冲面积等于 2π 的脉冲[122]。吸收效应会减缓光脉冲的传输速度,实际上,孤子速度 V 可能会降低几个数量级(V/c 约为 10^{-3})。从物理意义上讲,脉冲速度降低是由于介质中的连续吸收和辐射造成的;定性地讲,就是能量在脉冲前沿被吸收而又在后沿被释放。对由式(4.5.13)给出的脉冲振幅,上述两个过程能连贯地发生,从而使脉冲形状在传输过程中保持不变。实质上,色散对 SIT 孤子的作用是通过吸收实现的。与光纤孤子的情况相似,SIT 孤子描述的是一整族孤子,其宽度与群速度通过式(4.5.14)联系起来。

光纤放大器中的情形有趣得多,因为两类孤子能同时存在。石英基质能支持 NLS 孤子,而掺杂物支持 SIT 孤子。问题由此产生了:在光纤放大器中是否同时存在这两类孤子? 要回答这

一问题,应寻找相干限制条件下方程组[方程(4.3.2)至方程(4.3.4)]的孤子解,此时包含 T_1 和 T_2 的项被略去[93~101]。为简化讨论,通过设 $\omega_0=\omega_a$ 而忽略失谐效应,结果由式(4.5.13)给出的SIT孤子解依然有效,但孤子的群速度由下式决定[94]:

$$\frac{1}{V}=\left(\frac{1}{v_g^2}+\frac{2n_2n_0\omega_0^2h^2}{\mu^2c^2}\right)^{1/2} \tag{4.5.15}$$

式中,v_g 是孤子在未掺杂光纤中的群速度。

式(4.5.15)有一个引人注目的特征是,孤子速度取决于光纤非线性参量 n_2,却与掺杂浓度或孤子宽度无关。另一个值得注意的特征是,孤子宽度和峰值功率由放大器唯一决定,特别是,孤子宽度和峰值功率不仅要满足基阶孤子条件 $N=1$,而且要满足脉冲面积等于 2π 的SIT条件[95]。这样的一个SIT孤子在正常和反常GVD区均存在。与式(4.5.4)给出的自孤子类似,也是从整族SIT孤子中选出单个孤子。令人感到奇怪的是,与金兹堡-朗道方程的孤立波解相反,SIT孤子可以是无啁啾的。

实际上,通过实验观察SIT孤子非常困难,因为光纤中掺杂物的偶极子弛豫时间相当短(T_2 约为100 fs)。在相干区,孤子宽度应小于 T_2,而这样一个 2π 脉冲所要求的峰值功率极高($P_0>1$ GW),应当禁止。尽管如此,SIT孤子的相干效应还是在1992年的一个实验中被观察到了[123],实验中EDFA被冷却到4.2 K。将掺杂光纤冷却到这么低的温度可以将 T_2 提高几个数量级(T_2 约为1 ns),因为与声子相关的效应降低了。结果,用脉宽约为100 ps且峰值功率约为10 W的脉冲观察到了SIT孤子。事实上,在1991年的一个实验中[124],将宽度为400 ps且峰值功率约为50 W的脉冲在一段1.5 m长的冷却光纤中传输,如果峰值功率足够大,能形成 2π 脉冲,从而则会形成SIT孤子。另一个著名的相干效应——光子回波(photon echo),也在EDFA被冷却到液氦温度时被观察到了[124]。

光纤中的SIT孤子的研究已经在几个方向得到拓展[125~131]。早在1998年,就有人预言SIT孤子能在用两能级原子掺杂以提供光增益的光子带隙介质(如光纤光栅)中形成[126],这样的孤子接近光子带隙但又在其外传输。后来发现,如果一个脉冲同时以SIT孤子和布拉格孤子形式存在,那么即使该脉冲的频谱落在阻带内,它也能传输通过介质[128]。在2006年的一项研究中,假设用喇曼有源介质填充光子晶体光纤的纤芯,当泵浦脉冲入射进光纤时,喇曼介质能通过受激喇曼散射产生斯托克斯波[131]。研究发现,在适当条件下,泵浦脉冲和斯托克斯脉冲都能以SIT孤子形式传输。这样的孤子与NLS孤子不同,因为它们的形成不需要色散。一般来说,使用高非线性光纤观察光纤放大器中的非线性效应,是更有优势的。

4.6 脉冲放大

通过数值求解金兹堡-朗道方程可以研究短光脉冲的放大问题。因为该方程仅当脉宽 $T_0\gg T_2$ 时有效,所以首先考虑皮秒脉冲的放大;飞秒脉冲则要用到整个麦克斯韦-布洛赫方程组。利用本书原理篇2.4节中提到的分步傅里叶法,可以很容易地对这些方程进行数值求解[68]。

4.6.1 反常色散区

首先考虑输入脉冲在光纤放大器的反常色散区传输的情形。由于在这一区域中,孤子效应支配着放大过程,输入振幅采用 $A(0,t)=\sqrt{P_0}\,\mathrm{sech}(t/T_0)$ 的形式,并假设脉宽 T_0 和峰值功率

P_0 的关系能使该脉冲在不考虑掺杂和光纤损耗时以基阶孤子形式传输。通过数值求解输入脉冲为 $u(0,\tau)=\text{sech}(\tau)$的方程(4.5.2),可以研究这样的脉冲在光纤放大器中的演化。放大过程对增益参量μ的取值有很强的依赖关系,根据μ是远远小于1,还是大于1或与之相当,分两种情形讨论。在前一种情形下,孤子是绝热放大的,事实上可以把方程(4.5.2)看成一个微扰非线性薛定谔方程(因为三个参量 d,μ和μ_2 远小于1)并应用孤子微扰理论[98]。实质上就是孤子绝热地调整其参量值并向式(4.5.9)给出的带啁啾的放大器孤子演化。

实际使用的光纤放大器能在几米的长度上提供30 dB或更高的增益,对这样的高增益放大器,参量μ很容易大于1,并且放大过程是非绝热的。图4.12给出了对每个色散长度能提供10 dB增益的EDFA(即$\exp(\mu)=10$或$\mu\approx2.3$),基阶孤子的波形和频谱在距离 $L=2.5L_D$ 上的演化过程。选择脉宽 T_0 使得 $T_2/T_0=0.2$(即 $d=0.092$),令$\mu_2=0$忽略双光子吸收效应。输入脉冲在 $z=L_D$ 处获得了较高的压缩因子,利用这一特征可以使用EDFA同时放大和压缩在其中传输的超短光脉冲。当传输距离超过 $z=1.5L_D$ 时,孤子出现子脉冲形式的附加结构[69]。

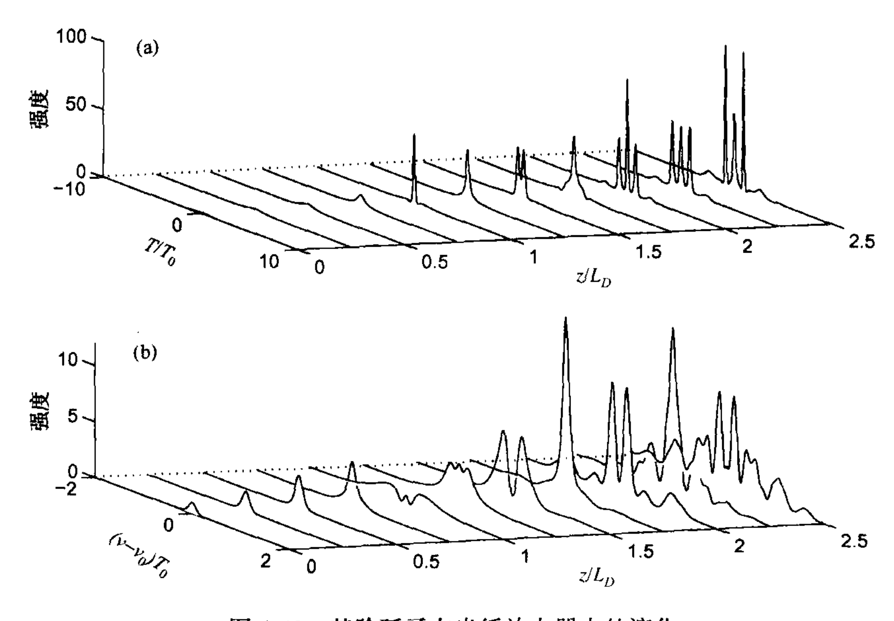


图4.12 基阶孤子在光纤放大器中的演化

图4.12所示的压缩过程与高阶孤子压缩的过程类似,可以这样理解:在放大的初始阶段,峰值功率不断提高,使 N 超过1,正如本书原理篇5.2节中所讨论的[68],脉冲竭力通过减小其宽度来维持 $N=1$。只要放大过程保持绝热,这样的过程就不断持续下去,结果脉宽不断减小,直至图4.12所示的距离$\xi=z/L_D=1$处。然而,此时脉冲已变得足够窄以至于其频谱足够宽(可与增益带宽相比),增益色散开始起作用。当传输距离$\xi>1.5$时,增益色散使频谱变窄,脉冲展宽。频谱在图4.12中$\xi=1$和$\xi=2$之间区域的展宽和窄化都非常明显。当$\xi>2$时,脉冲频谱中出现多峰结构。

由于自相位调制和增益色散,放大脉冲还带有较大的啁啾。当$\xi<1$时,啁啾曲线与纯粹由SPM导致的啁啾曲线相似;但当$\xi>1$时,由于在图4.12中看到的子脉冲的形成,啁啾曲线出现快速振荡结构。子脉冲的个数随着传输距离的增加而不断增多。图4.13给出了ξ为3,3.5,4和4.5处的脉冲形状,表明了新的子脉冲是如何连续不断地产生的,其中参量取值与图4.12中的

相同。对每个子脉冲,一旦在其稳定之后,都有大致相同的脉宽和振幅。正如在$\xi=4$处看到的时域结构,在新的子脉冲的形成过程中,虽然子脉冲之间的间隔会发生改变,但最终仍变得几乎相等。可以参照啁啾自孤子来定性理解上述特征,这种孤子的宽度和峰值功率(参量 p 和 N_s)由放大器参量(式(4.5.2)中的μ和 d)决定。这样,输入脉冲通过窄化宽度和增加峰值功率向这种啁啾孤子演化(见图4.12),但在这个过程中它会以色散波的形式损失掉一部分能量。由于放大器提供的增益和背景的不稳定性,色散波能逐渐增强并演化为另一个啁啾孤子。这种机制解释了放大过程中子脉冲不断产生的原因。

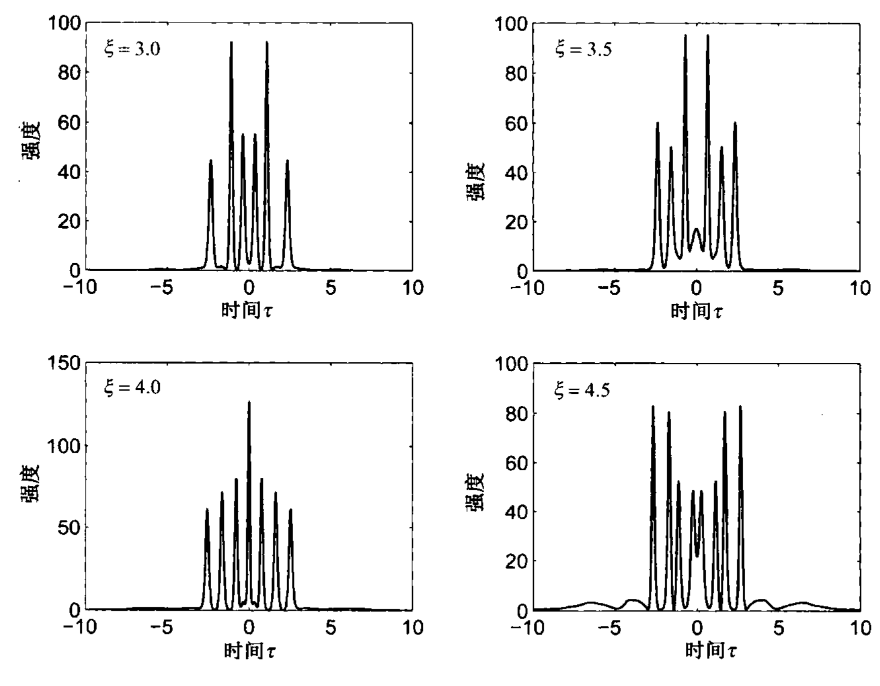


图 4.13 放大脉冲的时域结构

若不考虑孤子互作用,则每个子脉冲都将对应一个由式(4.5.9)给出的孤立波解;然而孤子互作用不能被忽略,特别是对啁啾孤子,因为不同啁啾孤子的脉冲和啁啾曲线有相当大的交叠。正是啁啾孤子互作用导致了图 4.12 中的脉冲频谱的振荡结构。这一效应也可通过金兹堡-朗道方程用微扰理论研究[132],结果表明,类似于图 4.13 所示的多脉冲孤子的起因在于这种孤子的频率啁啾。

4.6.2 正常色散区

本节集中讨论光脉冲在光纤放大器的正常色散区传输的情形。金兹堡-朗道方程的孤立波解甚至在正常 GVD($\beta_2>0$)区也能以啁啾孤子的形式存在,所以很容易预测输入脉冲会向这样的孤子演化,这与反常 GVD 区的情形类似。在一个参量 d 起重要作用的被限定的参量区,数值模拟结果证实了这种预测。令人奇怪的一个特征是不存在脉冲分裂,而且由于正常 GVD,脉冲在放大时被展宽。当 d 取相对较小的值时,由于脉冲宽度趋于无穷大,因而没有自孤子生成。

迄今为止,我们已讨论了在传输过程中不但能保持形状,还能保持宽度及其他参量不变的孤子。更普遍的一类形状可保持波是自相似脉冲,在传输过程中它能保持总体的形状,但不能保持宽度或振幅[133]。光纤中的抛物线脉冲最早是 1993 年在光波分裂研究中发现的[134],而光

放大器中的抛物线脉冲是于 1996 年通过对能提供正常色散的 EDFA 进行的数值模拟发现的[135]。后来通过解析方法发现，光放大器支持采用抛物线脉冲形式的自相似波[136~143]。即使一开始脉冲形状不是抛物线形，它也会渐近地演化成近抛物线形，同时保持线性啁啾。以自相似方式演化的脉冲有时称为相似子(similariton)。

为获得光放大器中的自相似解，利用 $T_2=0$ 和 $\alpha_2=0$ 的非线性薛定谔方程(4.3.15)，并将其写为

$$\frac{\partial A}{\partial z}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial T^2}=i\gamma|A|^2A+\frac{g}{2}A \tag{4.6.1}$$

式中，$g=g_0-\alpha$ 是净增益。现在寻找以下形式的自相似解[137]：

$$A(z,T)=a_p(z)F(\tau)\exp[ic_p(z)T^2+\phi_p(z)] \tag{4.6.2}$$

式中，允许三个脉冲参量 $a_p(z)$，$c_p(z)$和$\phi_p(z)$随 z 演化。函数 $F(\tau)$作为自相似变量描述了脉冲形状，其中 $\tau=T(a_p^2\mathrm{e}^{-gz})$。将式(4.6.2)代入方程(4.6.1)，可得到下面的方程：

$$\left(\frac{\mathrm{d}c_p}{\mathrm{d}z}-2\beta_2c_p^2\right)\frac{\tau^2}{a_p^6}\mathrm{e}^{2gz}+\frac{1}{a_p^2}\frac{\mathrm{d}\phi_p}{\mathrm{d}z}=\gamma F^2(\tau)-\frac{\beta_2}{2}\frac{a_p^2}{F}\frac{\mathrm{d}^2F}{\mathrm{d}\tau^2}\mathrm{e}^{-2gz} \tag{4.6.3}$$

关于 $a_p(z)$的常微分方程为

$$\frac{\mathrm{d}a_p}{\mathrm{d}z}=\beta_2c_pa_p+\frac{g}{2}a_p \tag{4.6.4}$$

在渐近极限 $z\to\infty$ 条件下，方程(4.6.3)中的最后一项可以忽略。而且由于此时方程的右边只是 τ 的函数，当且仅当啁啾和相位参量随 z 以下面的方式演化时[138]，该方程才成立：

$$\frac{\mathrm{d}c_p}{\mathrm{d}z}=2\beta_2c_p^2-\frac{\gamma}{\tau_0^2}a_p^6\mathrm{e}^{-2gz}\qquad \frac{\mathrm{d}\phi_p}{\mathrm{d}z}=\gamma a_p^2 \tag{4.6.5}$$

式中，τ_0 是任意常数。形状函数通过关系 $F(\tau)=(1-\tau^2/\tau_0^2)^{1/2}$取决于 τ_0 这个参量，其中要求 $|\tau|\leqslant\tau_0$；在这范围之外，$F(\tau)$必须为零，否则失去物理意义。至此，已经找到了这样的一个脉冲，其强度分布曲线 $F^2(\tau)$在 z 较大时变为理想的抛物线形状，并且其参量以自相似方式随 z 演化。

为发现三个脉冲参量是如何随 z 演化的，可用解析方法对方程(4.6.4)和方程(4.6.5)积分[138]，最终结果为[136]

$$a_p(z)=\tfrac{1}{2}(gE_0)^{1/3}(\gamma\beta_2/2)^{-1/6}\exp(gz/3) \tag{4.6.6}$$

$$T_p(z)=6g^{-1}(\gamma\beta_2/2)^{1/2}a_p(z) \tag{4.6.7}$$

$$c_p(z)=g/(6\beta_2)\qquad \phi_p(z)=\phi_0+(3\gamma/2g)a_p^2(z) \tag{4.6.8}$$

式中，E_0 是输入能量，ϕ_0 是形状随 $\tau=T/T_p(z)$以 $F(\tau)$演化的脉冲的任意常数相位。于是，$T_p(z)$被解释为脉冲宽度，它正比于振幅 $a_p(z)$，这可以从式(4.6.7)看出来。由于自相似性，脉冲能保持它的抛物线形状，尽管其宽度和振幅随 z 以指数方式增加。注意，这个解仅对色散为正($\beta_2>0$)的光纤放大器($\gamma>0$)才成立。

上面的自相似解最重要的特征是，放大脉冲沿其整个时域轮廓是线性啁啾的。仅当脉冲是抛物线形时，纯粹的线性啁啾才可能通过自相位调制产生[134]。光放大器方便了抛物线脉冲的产生，因为新频率分量通过自相位调制连续地产生，脉冲在被放大时能保持线性啁啾。这一自相似解的另一个重要特性是，放大脉冲和输入脉冲能量有关，但和其他参量(如形状和脉宽)无关。这样，即

使是高斯输入脉冲,也能向抛物线脉冲演化,条件是它在光纤放大器的正常 GVD 区传输。工作在 1050 nm 附近的掺镱光纤放大器通常表现为正常色散特性,可用来观察自相似行为。

用分步傅里叶法数值求解方程(4.6.1),已经证实了向抛物线形的演化[138]。图 4.14 给出了能量为 12 pJ 的 200 fs 高斯脉冲入射到 6 m 长掺镱光纤放大器中的模拟演化过程[见图 4.14(a)]及放大脉冲的强度曲线[见图 4.14(b)和图 4.14(c)],其中放大器输出端的净增益为 50 dB ($g=1.92\ \mathrm{m}^{-1}$)。在数值模拟中用 $\beta_2=25\ \mathrm{ps}^2/\mathrm{km}$ 和 $\gamma=5.8\ \mathrm{W}^{-1}/\mathrm{km}$ 的真实值。由图 4.14 清晰可见,在放大器输出端附近,脉冲形状确实变为抛物线。另外,当峰值功率 P_0 随着放大而增大时,脉冲宽度以 $\sqrt{P_0}$ 增加,这与式(4.6.7)预期的一致。确实,如图 4.15 所示,在光纤放大器输出端,输出脉冲的形状、啁啾曲线和频谱(实线)与解析自相似解预期的(圆圈)非常一致。对平方相位分布曲线,频率啁啾沿整个脉冲应是线性变化的。数值模拟确实表明,频谱啁啾在脉冲的大部分是线性变化的,脉冲边沿附近除外,因为此处脉冲强度偏离了理想的抛物线形状。在脉冲边沿附近看到的频谱中的振荡结构就是这样的啁啾偏离造成的,其起因和这样一个事实有关:解析解在 $z\to\infty$ 的渐近极限条件下才是正确的,而 6 m 长的光纤无法满足这一条件。究竟在多大长度上才算接近这一极限,取决于输入脉冲参量。例如,若选取输入脉冲宽度接近由式(4.6.7)给出的值 $T_p(0)$,则在较短的长度上就可认为接近了这一极限。

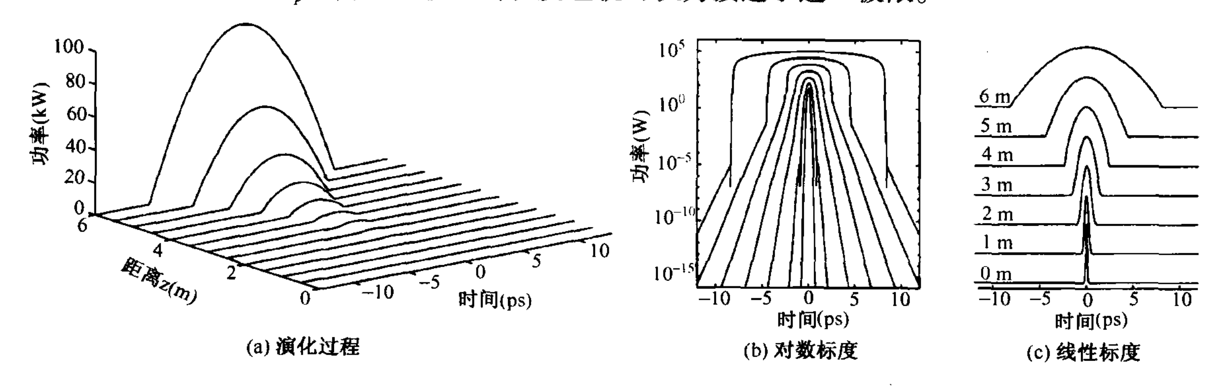


图 4.14 高斯形输入脉冲在 6 m 长掺镱光纤放大器中的演化和放大脉冲的强度曲线[138]

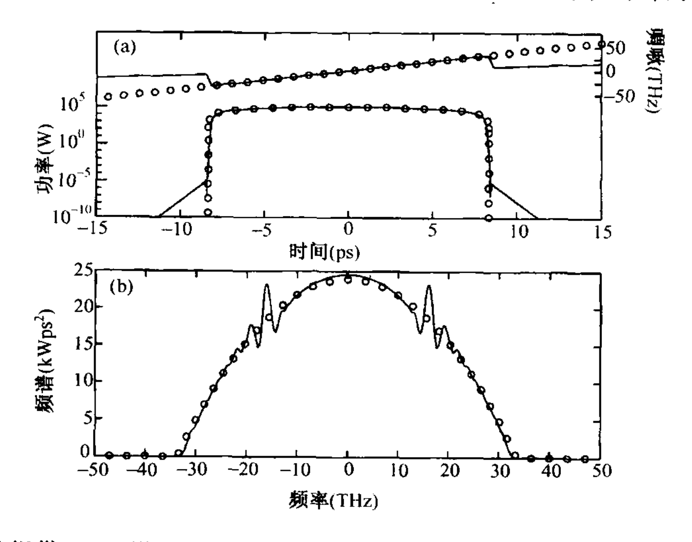


图 4.15 能提供 50 dB 增益的 6 m 长掺镱光纤放大器输出端的脉冲形状、啁啾及频谱[138]

在将皮秒或飞秒脉冲在光纤放大器的正常色散区进行放大的几个实验中,观察到了抛物线脉冲。在 2000 年的一个实验中[136],将能量为 12 pJ 的 200 fs 脉冲入射到可提供 30 dB 增益的 3.6 m 长掺镱光纤放大器中,利用频率分辨光学门(FROG)法推测出放大输出脉冲的强度和相位分布曲线。实验结果与通过解 NLS 方程得到的数值结果和渐近抛物线脉冲解非常吻合。

从实际的角度看,自相似抛物线脉冲的发现有助于从掺镱光纤放大器中产生高平均功率的高质量脉冲[144~148]。在 2002 年的一个实验中[144],用芯径为 30 μm 的掺镱双包层光纤制成 9 m 长高功率放大器,通过以不到 10 cm 的半径缠绕光纤,有可能引导并放大基模。用仅为 10 mW 的平均功率入射重复频率为 75 MHz 的 180 fs 脉冲,结果获得平均功率为 17 W 的放大抛物线脉冲。尽管脉冲被展宽到 5.6 ps,但由于它是线性啁啾的,可以用光栅对(见第 6 章)将其压缩到 80 fs。采用这种方法实现的最大平均功率在 2003 年为 76 W,到 2005 年进一步增加到131 W,单脉冲能量达 1.8 μJ,峰值功率为 8.2 MW[146]。

4.6.3 高阶效应

当输入脉冲宽度约为 1 ps 或更短时,就有必要考虑高阶非线性和色散效应。对如此短的脉冲,推导金兹堡-朗道方程时所做的抛物线形增益近似也可以放宽,这可以通过保持式(4.3.6)中的分母不变,并利用方程(4.3.4)和方程(4.3.5)来实现。按照本书原理篇 2.3 节中的方法[68],用孤子单位可以将广义金兹堡-朗道方程写成

$$\begin{aligned} & i\frac{\partial u}{\partial \xi} \pm \frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u - i\delta_3 \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} + is_0 \frac{\partial |u|^2 u}{\partial \tau} - \tau_R u \frac{\partial |u|^2}{\partial \tau} \\ & \quad = \frac{i}{2} g_0 L_d \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{u}(\xi, f) \exp(-if\tau) \mathrm{d}f}{1 - i(f - f_0)(T_2/T_0)} - \frac{i}{2}\alpha L_D u \end{aligned} \tag{4.6.9}$$

式中,$\tilde{u}(\xi,f)$是 $u(\xi,\tau)$的傅里叶变换,$f_0 = \omega_0 T_0$,三个参量 δ_3, s_0 和 τ_R 与原理篇 5.5 节中引入的相同[68]。自变陡参量 s_0 可以忽略不计,除非是对极短的脉冲(约为 10 fs),从而方程(4.6.9)本身不再适用;三阶色散效应也忽略不计,除非光纤放大器的工作波长非常靠近光纤零色散波长。与之相反,参量 τ_R 决定了脉冲内喇曼散射感应的孤子自频移效应,对脉宽小于 5 ps 的脉冲,必须包括这一项的影响。

早在 1988 年人们就发现,增益色散效应可以抑制光纤放大器中的喇曼感应的孤子频移[149]。确实,在早期的一个实验中[150],放大器增益是由受激喇曼散射(SRS)而不是由掺杂物提供的,即使对 100 fs 宽的脉冲也只观察到了少量频移。图 4.16 给出了当 50 fs 的脉冲被放大时利用方程(4.6.9)数值模拟的结果,其中各个参量的取值为:$\tau_R = 0.1$, $\delta_3 = 0.01$, $s_0 = 0$, $g_0 L_D = 2.3$(每个色散长度上的增益为 10 dB)和 $T_2/T_0 = 0.2$。频谱略微移向红端,但这一频移比超短脉冲没有被放大时的预期值小。这一行为从物理意义上可以这样理解:脉冲频谱对增益峰值的偏移降低了脉冲中心频率处的增益,同时增益峰值附近的频谱分量被放大得更多,所以放大器依靠一种内在机制尽力将脉冲频谱拉向增益峰值,结果减小了喇曼感应的孤子频移。

在图 4.12 中看到的脉冲分裂现象,即使在将高阶效应包括在内后仍会发生。例如,图 4.17 给出了在与图 4.16 完全相同的条件下脉冲在 2.5 个色散长度上的演化。在脉冲传输到$\xi = 1$ 之后不久,形成了两个子脉冲,它们在$\xi = 2.5$ 的距离处演化成 4 个脉冲。由于喇曼感应频移导致每个脉冲的传输速度减慢,因此它们都向右侧移动。这些子脉冲的宽度和振幅仍由前面给出的自孤子解决定。

一些实验将注意力集中到工作在 1.55 μm 附近的放大器中的超短脉冲放大上[151~160]。在这些实验中观察到了因发生在反常色散区的孤子效应而导致的飞秒输入脉冲的窄化现象。在

一个实验中[155],用 240 fs 输入脉冲研究了脉宽和频谱与放大器增益的关系,在 3 m 长光纤放大器的输出端观察到了 60 fs 的短脉冲。该实验还表明,在低泵浦功率下喇曼感应频移几乎为零,该效应称为孤子捕获(soliton trapping)(孤子自陷);当放大器增益足够大时,喇曼感应频移变得十分重要。图 4.18给出了在三个不同泵浦功率[图 4.18(a)所示的 7 mW、图 4.18(b)所示的 13 mW 和图 4.18(c)所示的 25 mW]下实验观察到的脉冲频谱,并将它们与输入频谱(虚线)做了比较,图 4.18(d)是泵浦功率为 25 mW 时采用对数标度的结果。当泵浦功率为 7 mW 和 13 mW 时,脉冲频谱并没有发生明显的位移,但在 25 mW 的泵浦功率下频谱位移超过 20 nm。在高功率下,脉冲频谱变得相当宽(大于 200 nm),脉冲形状演变成宽基座上的一个窄的尖峰[158]。这些特征与高阶孤子压缩和高阶效应感应的超连续谱产生有关[68]。

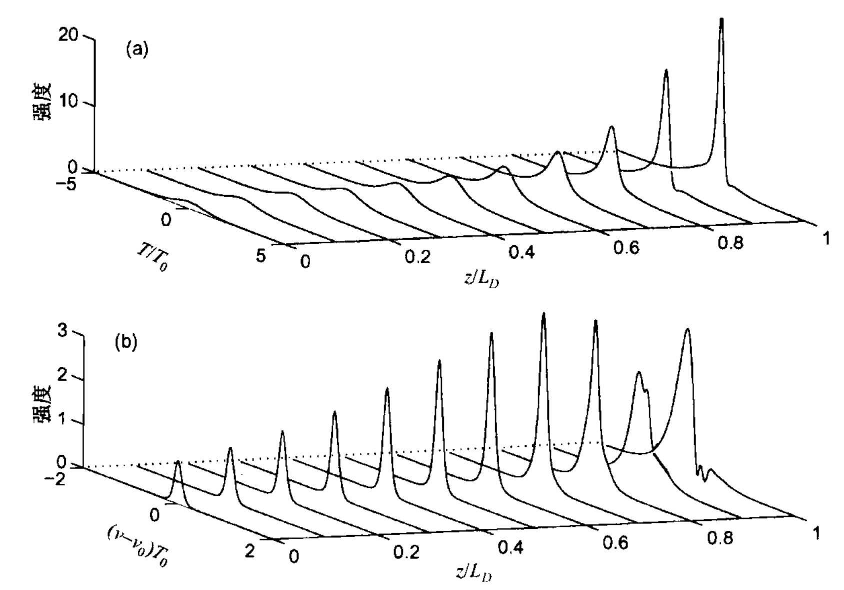


图 4.16 基阶孤子在放大 10 dB 后的演化过程。(a) 脉冲波形;(b) 脉冲频谱

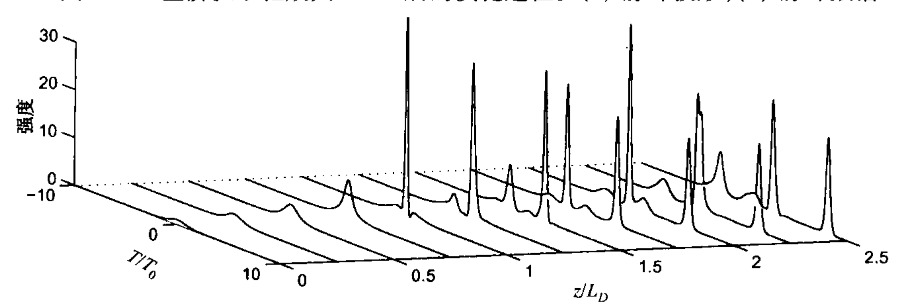


图 4.17 基阶孤子在 2.5 个色散长度上的演化

近年来,光子晶体光纤和其他微结构光纤的使用已经非常普遍。对这种光纤的纤芯掺铒或镱就能实现光纤放大器。在一个实验中[160],掺杂纤芯的有效直径为 26 μm,所以能支持高峰值强度。通过双包层泵浦结构,这样的 9 m 长的 EDFA 能用来放大 1557 nm 波长的 700 fs 脉冲。为抑制高阶模,将光纤缠绕在直径为 32 cm 的圆盘上,并采用了双通结构(两次通过的偏振态是正交的)。放大脉冲以 7 倍的压缩因子被压缩,能量增加 10 倍,超过 7 nJ。图 4.19 给出了脉冲单次(细线)和两次(粗线)通过放大器后其形状和频谱的变化,并用虚线表示输入脉冲的形状和频谱。脉冲压缩与基阶孤子的准绝热放大有关。频谱峰向长波方向的位移是喇曼感应频移的结果[68]。

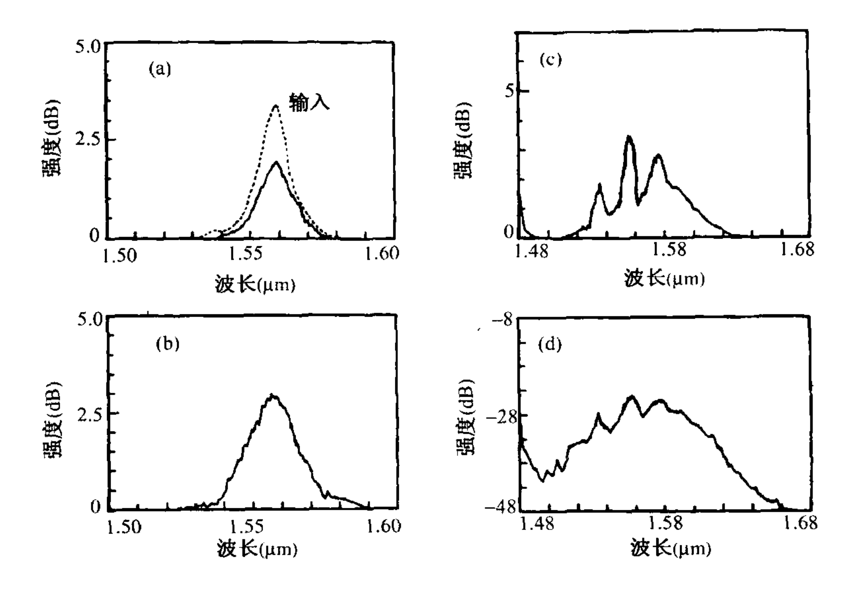


图 4.18　泵浦功率在三个不同值时,实验观测到的脉冲频谱表明了喇曼感应频移效应[155]

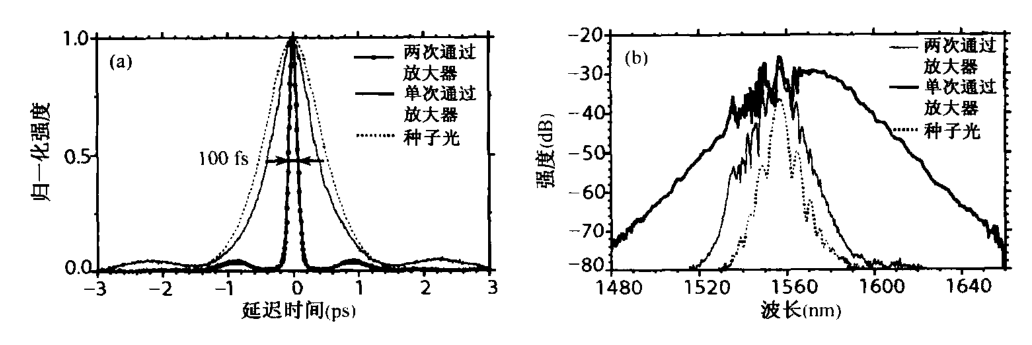


图 4.19　脉冲通过大模场面积 EDFA 后的形状和频谱[160]

若脉冲宽度小于 T_2,则原理上讲必须用整套麦克斯韦-布洛赫方程来代替金兹堡-朗道方程。已用分步傅里叶法对这些方程进行了数值求解[97],结果表明,精确解和近似解之间有较大偏差。例如,当 $T_0 \gg T_2$ 时,孤子振幅指数增长,而脉宽指数下降(见图 4.12);而在 $T_0 \ll T_2$ 的相干区,孤子振幅和脉宽随 ξ 线性变化,而不是按指数变化[93];即使一开始 $T_0 > T_2$,一旦在传输过程中 T_0 变得与 T_2 相当,也应将相干效应考虑在内。一项数值研究发现,尽管最初 $T_0 = 3T_2$,但每个色散长度上 10 dB 的放大器增益仍足够大,能导致脉冲在放大过程中明显窄化,定性和定量差异均开始出现[97]。

金兹堡-朗道方程的孤立波解是在抛物线形增益近似条件下得到的,并由式(4.5.4)给出。人们也许会问,如果通过方程(4.6.9)考虑洛伦兹形的增益谱,那么孤立波解又会如何变化呢?数值解表明,自孤子仍能存在,这是因为任何输入脉冲都会向一个独特的孤立脉冲演化,这个脉冲的形状、振幅、宽度和啁啾由放大器参量决定[106]。然而,这个脉冲的特性与式(4.5.4)给出的孤立波解有很大的不同,其中一个新特征是参量 α/g_0 在决定自孤子的性质时起重要作用。例如,图 4.20 给出了当 $\alpha/g_0 = 0.6$ 和 0.8 时,数值模拟得到的强度和啁啾曲线(虚线),其中选取 $T_2 = T_0 = 0.2$ ps,$\delta_3 = s_0 = \tau_R = 0$,$\exp(g_0 L_D) = 2$;作为比较,图中同时给出了由式(4.5.4)得到的抛物线形增益近似条件下孤子的相应曲线(实线)。一般而言,当 α/g_0 减小时,自孤子变得更

窄,强度也更大。原因可以理解为,对于较小的 α/g_0 值,只要频谱两翼的增益超过损耗,脉冲频谱就能展宽,从而导致脉冲变窄。然而,啁啾沿脉冲的变化也增大,而且变得不均匀,出现周期性结构。应强调的是,由于放大器放大了背景噪声,这种自孤子并不是绝对稳定的。

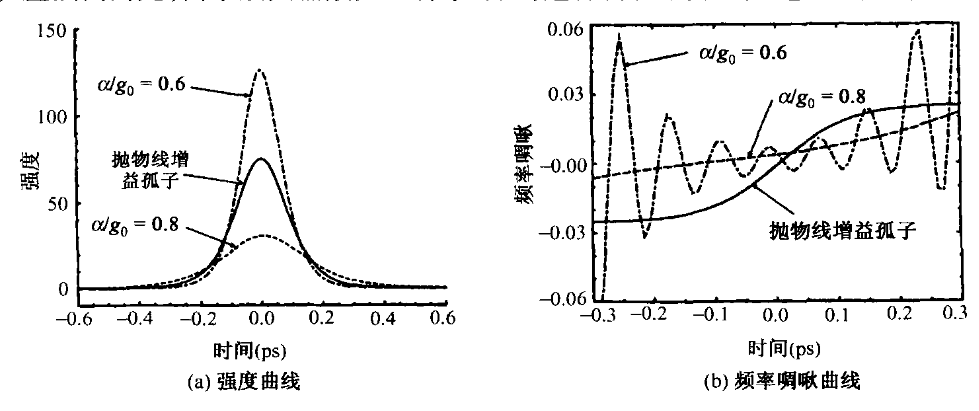


图 4.20 自孤子的强度和频率啁啾曲线[106]

从实际的角度看,光纤放大器可用于同时放大和压缩皮秒光脉冲,而放大过程对飞秒脉冲却不很适用,因为高阶非线性效应会导致飞秒脉冲在时域或频域发生畸变。在这种情况下,利用啁啾脉冲放大更具优势(见 6.5 节)。数值结果表明,该技术能实现高效和实际应用中无畸变的飞秒脉冲放大[161]。啁啾脉冲放大技术常用于产生高能量的超短脉冲,相关内容将在第 6 章中介绍。

4.7 光纤喇曼放大器

使用掺杂物提供增益并非总是必要的,因为光纤中的几种非线性效应能提供明显的增益[68]。受激喇曼散射(SRS)和四波混频(FWM)这两种非线性过程能分别用于制造喇曼放大器和参量放大器,它们都需要将自身能量转移给被放大信号的泵浦激光器。光纤参量放大器在本收原理篇第 10 章中已经介绍过[68],这里主要介绍通过 SRS 提供光增益的喇曼放大器。

近来,喇曼放大器已经引起极大关注,因为它对光通信系统非常有用[162~164],其特性也在本书原理篇第 8 章中讨论过[68]。由于在连续波条件下非线性效应所起的作用微不足道,本节重点讨论短光脉冲的放大。尽管从 20 世纪 80 年代就对反常色散区的喇曼放大进行了研究,但从光脉冲自相似演化的角度看,正常色散区的喇曼放大成为目前的研究热点[165~170]。

4.7.1 通过喇曼增益实现脉冲放大

在讨论自相似演化之前,简要回顾一下喇曼放大器的主要特征[68]。当光脉冲与同偏振的频率上移 13.2 THz(所谓的喇曼频移,此时对应的喇曼增益最大)的连续泵浦光一同入射到石英光纤中时,脉冲被放大,其有效局部增益系数为 $g(z) = g_R I_p(z)$,其中 $I_p(z)$是距离输入端 z 处的泵浦光强,g_R 是喇曼增益参量,其值在 1.5 μm 附近的波长处约为 6×10^{-14} m/W,并且与波长成反比。增益与 z 有关是因为由 α_p 描述的泵浦波长处的光纤损耗以 $I_p(z) = I_0\exp(-\alpha_p z)$降低了泵浦光强。若采用后向泵浦方式,即泵浦光在长为 L 的喇曼放大器的输出端入射,增益随 z 以 $g(z) = g_R I_0\exp[-\alpha_p(L-z)]$变化。从光纤两端入射两束泵浦光的双向泵浦也是可能的,但此时增益和 z 的函数关系会发生改变。

若增益饱和忽略不计,则喇曼脉冲的演化由方程(4.6.1)决定,该方程和前面讨论的掺铒光

纤的情形用的是同一个方程,唯一区别是 g 随 z 变化。研究发现,即使参量 g,β_2 和 γ 沿光纤变化,但如果它们满足一定关系,则带增益的 NLS 方程仍有自相似解[171~174]。这些解在正常和反常 GVD 条件下均存在,而且能采用多种形式,这取决于参量取值。

在喇曼放大器被设计成以较大倍数放大脉冲能量的情形下,增益饱和不能忽略,这时应使用本书原理篇 2.3 节中推导的广义 NLS 方程[68],其形式为

$$\begin{aligned}&\frac{\partial A}{\partial z}+\frac{1}{2}\left(\alpha(\omega_0)+i\alpha_1\frac{\partial}{\partial t}\right)A+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2}-\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial t^3}\\&=i\left(\gamma(\omega_0)+i\gamma_1\frac{\partial}{\partial t}\right)\left(A(z,t)\int_0^\infty R(t')|A(z,t-t')|^2\mathrm{d}t'\right)\end{aligned}\tag{4.7.1}$$

式中,光纤损耗和非线性参量的频率相关性分别通过导数 $\alpha_1=\mathrm{d}\alpha/\mathrm{d}\omega$ 和 $\gamma_1=\mathrm{d}\gamma/\mathrm{d}\omega$ 包括在内,二者都是在参考频率 ω_0 处赋值。在实际应用中,若光纤的有效模场面积在泵浦波长和信号波长处近似相同,则 γ_1 可近似为 γ/ω_0。

若取 ω_0 为信号脉冲的载频 ω_S,则方程(4.7.1)中的 A 可写成 $A=A_s+A_p\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Omega t}$ 的形式,其中 $\Omega=\omega_p-\omega_S$,ω_p 是泵浦频率。喇曼增益是通过非线性响应函数

$$R(t)=(1-f_R)\delta(t)+f_R h_R(t)\tag{4.7.2}$$

包括在内的,式中第一项归因于克尔效应(电子起源),f_R 表示与石英分子内的原子核运动有关的延迟喇曼响应的小数贡献。喇曼响应函数 $h_R(t)$ 满足 $\int_0^\infty h_R(t)\mathrm{d}t=1$,其傅里叶变换的虚部与喇曼增益谱有关。

从 2003 年起,方程(4.7.1)就被用于研究光纤正常色散区的喇曼放大[165],用它进行数值模拟时非常耗时,因为时间网格要选取大量的点。将这个方程分离成关于 A_s 和 A_p 的两个分立的方程,可大大减轻数值模拟的工作量。于是,信号脉冲的演化可用下面的方程描述[167]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_s}{\partial z}+\frac{\alpha_s}{2}A_s+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2}-\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A_s}{\partial t^3}=i\gamma\left(1+\frac{i}{\omega_s}\frac{\partial}{\partial t}\right)\Big[&(1-f_R)(|A_s|^2+2|A_p|^2)A_s+\\&f_R A_s\int_0^\infty h_R(t')[|A_s(z,t-t')|^2+|A_p(z,t-t')|^2]\mathrm{d}t'+\\&f_R A_p\int_0^\infty h_R(t')A_s(z,t-t')A_p^*(z,t-t')\mathrm{e}^{-i\Omega t'}\mathrm{d}t'\Big]\end{aligned}\tag{4.7.3}$$

式中,$\alpha_s\equiv\alpha(\omega_s)$ 代表光纤损耗。泵浦方程有类似的形式,只是要包括一个附加项,该项和泵浦波长与信号波长处的群速度不同有关。对于连续波泵浦,特别是采用后向泵浦方式时,泵浦方程可被简化[168]。

4.7.2 自相似演化和相似子形成

方程(4.7.3)在形式上与方程(4.6.1)如此不同,因此自相似抛物线脉冲应能在喇曼放大器的正常色散区形成这一推断并不是显而易见的。然而,数值模拟和实验均已表明,这样的相似子确实能在适当条件下形成[165~168]。在 2004 年的一个实验中[167],用 1455 nm 波长前向泵浦 5.3 km 长的光纤来放大 1550 nm 波长的皮秒脉冲,通过非线性晶体内的和频过程获得 FROG 迹,进而由它推测出放大脉冲的形状和啁啾。当用能量为 2.16 pJ 的 7 ps 脉冲入射时,图 4.21(a)给出了实验得到的强度和啁啾分布曲线(圆圈),以及数值预期结果(十字),实线、虚线和点线分别是抛物线、高斯和双曲正割脉冲的强度分布曲线。显然,实验得到的脉冲形状近似为抛物线,仅在强度低于峰值的 0.1% 的脉冲两翼出现偏离。

通过数值求解方程(4.7.3)以及前向泵浦情形对应的泵浦方程,图4.21(b)给出了脉冲沿光纤长度的演化[167]。实线是实验得到的5.3 km长喇曼放大器的输入和输出端的脉冲形状,7 ps输入脉冲具有双曲正割形状,但它在1 km左右的长度内转变成抛物线脉冲。在放大器输出端,通过实验和数值模拟得到的脉冲形状吻合得相当好。特别是,放大器模型并没有包括偏振模色散(PMD)效应,而实际应用中PMD很可能在5.3 km长的光纤中起一些作用。

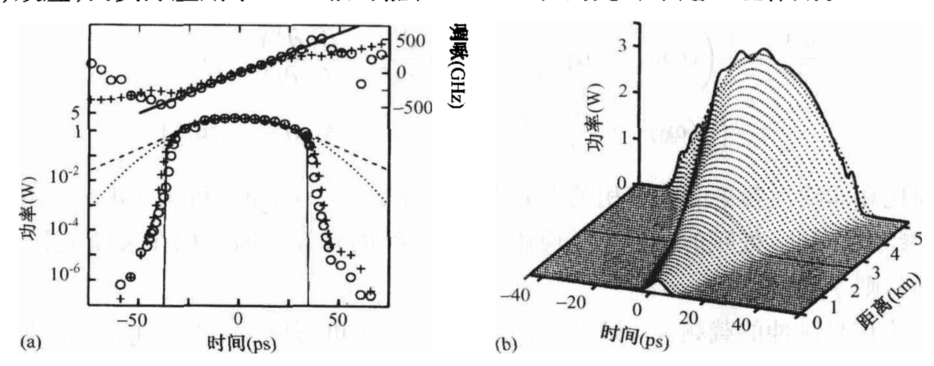


图4.21 (a)脉冲通过光纤喇曼放大器后的强度和啁啾曲线;(b)演化过程[167]

带有线性啁啾的抛物线脉冲在喇曼放大器中的形成,意味着这类放大器和掺杂光纤放大器具有同样的行为方式,而且放大脉冲遵循方程(4.6.1)所预期的自相似演化。确实,在2004年的一个实验中[167],当将输入脉冲的宽度加倍(即14 ps)后,输出脉冲特性并没有改变太多,这与预期的一致。正如式(4.6.6)至式(4.6.8)所揭示的,输入脉冲能量的变化会影响输出脉冲的宽度和能量,但脉冲形状仍保持为抛物线不变。为理解为何方程(4.6.1)适用于喇曼放大器,必须知道对皮秒脉冲来说,方程(4.7.3)可近似简化成方程(4.6.1)[68]。原因在于,A_p 和 A_s 在喇曼响应函数 $h_R(t)$ 发生了变化的较短时间内几乎没有变化,可将 A_p 和 A_s 处理成常量,方程(4.7.3)中的两个积分项与 $h_R(t)$ 的傅里叶变换 $\tilde{h}_R(\Omega)$ 有关。引入喇曼增益 $g_R=2\gamma f_R \mathrm{Im}[\tilde{h}_R(\Omega)]$,并忽略高阶色散和非线性项,则方程(4.7.3)简化为

$$\frac{\partial A_s}{\partial z}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_s}{\partial T^2}-=i\gamma[(|A_s|^2+(2-f_R)|A_p|^2)A_s+\frac{1}{2}(g_R|A_p|^2-\alpha_s)A_s] \qquad (4.7.4)$$

除出现交叉相位调制(XPM)项外,这一方程具有 $g=g_R|A_p|^2-\alpha_s$ 的方程(4.6.1)的形式。

众所周知,以不同速度移动并彼此穿过的两个不同波长的孤子,在它们分开后仍保持完整[68]。一个有趣的问题便产生了:在这种条件下,两个相似子的行为又将如何呢?在2005年的一项数值研究中发现[169],当两个相似子在喇曼放大器中发生碰撞并分开后,它们仍保持稳定。图4.22给出了载频相差1.25 THz(左栏)或0.75 THz(右栏)的两个脉冲(最初是6 ps宽的高斯形)的时域和频域演化。每个脉冲演化为一个抛物线形的相似子,其宽度持续增加。两个相似子彼此分开后,只有在它们交叠并重新恢复成抛物线形状时,才能发生相互作用。交叠过程中形成的条纹图样揭示,在交叠区域内发生了时域调制。在一定条件下,这一条纹图样能用来产生超高重复频率的暗孤子序列[170]。两个相似子的碰撞也已在实验中观察到,结果表明,与孤子碰撞的情形类似,相似子通过XPM彼此作用。

光纤放大器内两个相似子的互作用能导致与孤子情形下大不相同的特征。最近的一项研究发现,相似子的互作用特性主要取决于线性啁啾的符号和大小,特别是在特定条件下,两个相似子在色散渐减光纤中的碰撞能形成一个类似分子的束缚态[175]。作为新出现的一个领域,相似子仍处于发展阶段,在不久的将来有可能取得更大的进展。

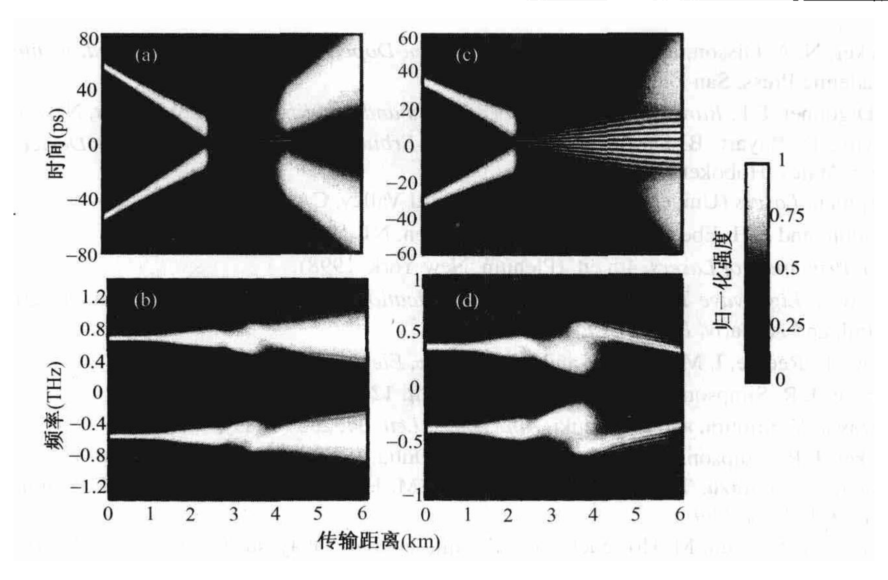


图 4.22　喇曼放大器中两个相似子的形成及碰撞[169]。(a)和(c) 时域演化;(b)和(d) 频域演化

习题

4.1　假定光纤放大器的增益谱近似为 30 nm 宽(指的是 FWHM)的洛伦兹线形,计算光纤放大器工作在能提供 20 dB 和30 dB 增益时的带宽,忽略增益饱和。

4.2　一个光纤放大器能将 1 μW 的信号放大到 1 mW,当 1 mW 的信号入射到同一放大器时输出功率是多大?假定饱和功率为 10 mW。

4.3　试说明光纤放大器噪声指数的概念,为什么即使对于理想的放大器,放大信号的 SNR 也有 3 dB 劣化?

4.4　利用三能级泵浦结构的速率方程,推导 EDFA 的小信号增益的表达式,假定泵浦光子是快速转移到激发态上的。

4.5　用解析方法求解方程(4.2.7)和方程(4.2.8),若不可能存在解析解,则尝试用数值方法。给出在 $\alpha_p L = 5$ 和 $\alpha_s L = 2$ 时放大器饱和增益随泵浦功率的变化曲线,其中 L 是放大器长度,忽略光纤损耗并利用 $P'_s = 0.1$。

4.6　将掺杂物对非线性极化的贡献考虑在内,并按照本书原理篇 2.3 节中的方法推导金兹堡-朗道方程(4.3.7)[68]。

4.7　当孤子参量由式(4.5.5)至式(4.5.8)给出时,利用直接代入法证明式(4.5.4)给出的啁啾孤子确实是金兹堡-朗道方程(4.5.2)的解。

4.8　利用式(4.5.4)给出的啁啾孤子解,求出频率啁啾的表达式,怎样才能使光纤放大器的啁啾最小?

4.9　利用分步傅里叶法数值求解金兹堡-朗道方程(4.5.2);当基阶孤子在光纤放大器中被放大时,利用所编程序再现图 4.12 给出的结果。

4.10　改变习题 4.9 中的数值计算方案,用数值方法求解方程(4.6.9),并利用所编程序再现图 4.17。

4.11　对方程(4.6.4)和方程(4.6.5)积分,证明由式(4.6.6)至式(4.6.8)给出的表达式是正常 GVD 条件下形成的抛物线脉冲。

4.12　用方程(4.7.1)和 $A = A_s + A_p e^{-i\Omega t}$ 推导方程(4.7.3)。

参考文献

[1] C. J. Koester and E. Snitzer, *Appl. Opt.* **3**, 1182 (1964).
[2] S. B. Poole, D. N. Payne, R. J. Mears, M. E. Fermann, and R. E. Laming, *J. Lightwave Technol.* **4**, 870 (1986).
[3] E. Desuvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications* (Wiley, Hoboken, NJ, 1994).

[4] P. C. Becker, N. A. Olsson, and J. R. Simpson, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology* (Academic Press, San Diego, CA, 1999).
[5] M. J. F. Digonnet, Ed., *Rare-Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers* (Marcel Dekker, New York, 2001).
[6] E. Desuvire, D. Bayart, B. Desthieux, and S. Bigo, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers:Device and System Development* (Wiley, Hoboken, NJ, 2002).
[7] A. E. Siegman, *Lasers* (University Science Books, Mill Valley, CA, 1986).
[8] P. W. Milonni and J. H. Eberly, *Lasers* (Wiley, Hoboken, NJ, 1988).
[9] O. Svelto, *Principals of Lasers*, 4th ed. (Plenum, New York, 1998).
[10] G. P. Agrawal, *Lightwave Technnology: Telecommunication Systems* (Wiley, Hoboken, NJ, 2005).
[11] H. Kogelnik and A. Yariv, *Proc. IEEE* **52**, 165 (1964).
[12] R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey, and D. N. Payne, *Electron. Lett.* **23**, 1026 (1987).
[13] E. Desurvire, J. R. Simpson, and P. C. Becker, *Opt. Lett.* **12**, 888 (1987).
[14] M. Nakazawa, Y. Kimura, and K. Suzuki, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 295 (1989).
[15] P. C. Becker, J. R. Simpson, N. A. Olsson, and N. K. Dutta, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **1**, 267 (1989).
[16] M. Yamada, M. Shimizu, T. Takeshita, M. Okayasu, M. Horiguchi, S. Uehara, and E. Sugita, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **1**, 422 (1989)
[17] M. Shimizu, M. Yamada, M. Horiguchi, T. Takeshita, and M. Okayasu, *Electron. Lett.* **26**, 1641 (1990).
[18] M. Nakazawa, Y. Kimura, E. Yoshida, and K. Suzuki, *Electron. Lett.* **26**, 1936 (1990).
[19] B. Pederson, A. Bjarklev, H. Vendeltorp-Pommer, and J. H. Povlsen, *Opt. Commun.* **81**, 23 (1991).
[20] M. Horiguchi, K. Yoshino, M. Shimizu, and M. Yamada, *Electron. Lett.* **29**, 593 (1993).
[21] R. I. Laming, J. E. Townsend, D. N. Payne, F. Meli, G. Grasso, and E. J. Tarbox, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **3**, 253 (1991).
[22] W. J. Miniscalco, *J. Lightwave Technol.* **9**, 234 (1991).
[23] K. Inoue, T. Korninaro, and H. Toba, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **3**, 718 (1991).
[24] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings* (Academic Press, San Diego, CA, 1999).
[25] J. Bae, J, Chun, and S. B. Lee, *J. Lightwave Technol.* **22**, 1976 (2004).
[26] A. P. Zhang, X. W. Chen, J. H. Yan, Z. G. Guan, S. L. He, and H. Y. Tam, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 2559 (2005).
[27] R. Feced, C. Algeria, M. N. Zervas, and R. I. Laming, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **5**, 1278 (1999).
[28] N. Kumar, M. R. Shenoy, and B. P. Pal, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 2056 (2005).
[29] Y. B. Lu and P. L. Chu, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 1616 (2000).
[30] P. F. Wysocki, N. Park, and D. DiGiovanni, *Opt. Lett.* **21**, 1744 (1996).
[31] H. Ono, M. Yamada, T. Kanamori, and Y. Ohishi, *Electron. Lett.* **33**, 1477 (1997).
[32] M. Masuda, K. I. Suzuki, S. Kawai, and K. Aida, *Electron. Lett.* **33**, 753 (1997).
[33] M. Yamada, H. Ono, T. Kanamori, S. Sudo, and Y. Ohishi, *Electron. Lett.* **33**, 710 (1997).
[34] Y. B. Lu, P. L. Chu, A. Alphones, and P. Shum, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 1640 (2004).
[35] H. Ono, M. Yamada, and M. Shimizu, *J. Lightwave Technol.* **21**, 2240 (2003).
[36] A. A. M. Saleh, R. M. Jopson, J. D. Evankow, and J. Aspell, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **2**, 714 (1990).
[37] C. R. Giles and E. Desurvire, *J. Lightwave Technol.* **9**, 271 (1991).
[38] B. Pedersen, A. Bjarklev, J. H. Povlsen, K. Dybdal, and C. C. Larsen, *J. Lightwave Technol.* **9**, 1105 (1991).
[39] K. Nakagawa, S. Nishi, K. Aida, and E. Yoneda, *J. Lightwave Technol.* **9**, 198 (1991).
[40] Y. Sun, J. L. Zyskind, and A. K. Srivastava, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **3**, 991 (1997).
[41] M. Zirngibl, *Electron. Lett.* **27**, 560 (1991).
[42] E. Delevaque, T. Georges, J. F. Bayon, M. Monerie, P. Niay, and P. Benarge, *Electron. Lett.* **29**, 1112 (1993).
[43] A. Yu and M. J. O'Mahony, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **3**, 1013 (1997).
[44] N. Takahashi, T. Hirono, H. Akashi, S. Takahashi, and T. Sasaki, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **3**, 1019 (1997).
[45] K. Inoue, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 533 (1999).
[46] J. T. Ahn and K. H. Kim, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 84 (2004).
[47] S. W. Harun, N. Tamchek, P. Poopalan, and H. Ahmad, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 422 (2004).
[48] J. H. Ji, L. Zhan, L. L. Yi, C. C. Tang, Q. H. Ye, and Y. X. Xia, *J. Lightwave Technol.* **23**, 1375 (2005).
[49] R. Olshansky, *Electron. Lett.* **24**, 1363 (1988).

[50] C. R. Giles, E. Desurvire, J. L. Zyskind, and J. R. Simpson, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **1**, 367 (1989).
[51] M. Yamada, M. Shimizu, M. Okayasu, T. Takeshita, M. Horiguchi, Y. Tachikawa, and E. Sugita, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **2**, 205 (1990).
[52] R. I. Laming and D. N. Payne, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **2**, 418 (1990).
[53] K. Kikuchi, *Electron. Lett.* **26**, 1851 (1990).
[54] B. Pedersen, J. Chirravuri, and W. J. Miniscalco, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, 351(1992).
[55] R. G. Smart, J. L. Zyskind, J. W. Sulhoff, and D. J. DiGiovanni, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, 1261 (1992).
[56] R. I. Laming, M. N. Zervas, and D. N. Payne, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, 1345 (1992).
[57] M. N. Zervas, R. I. Laming, and D. N. Payne, *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 472 (1995).
[58] R. Lebref, B. Landousies, T. Georges, and E. Delevaque, *J. Lightwave Technol.* **15**, 766 (1997).
[59] M. Yamada, H. Ono, and Y. Ohishi, *Electron. Lett.* **34**, 1747 (1998).
[60] G. R. Walker, D. M. Spirit, D. L. Williams, and S. T. Davey, *Electron. Lett.* **27**, 1390 (1991).
[61] D. N. Chen and E. Desurvire, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, 52 (1992).
[62] K. Rottwitt, J. H. Povlsen, A. Bjarklev, O. Lumholt, B. Pedersen, and T. Rasmussen, *Electron. Lett.* **28**, 287 (1992); *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 218 (1993).
[63] S. Wen and S. Chi, *J. Lightwave Technol.* **10**, 1869 (1992).
[64] K. Rottwitt, J. H. Povlsen, and A. Bjarklev, *J. Lightwave Technol.* **11**, 2105 (1993).
[65] C. Lester, K. Rottwitt, J. H. Povlsen, P. Varming, M. A. Newhouse, and A. J. Antos, *Opt. Lett.* **20**, 1250 (1995).
[66] A. Altuncu, L. Noel, W. A. Pender, A. S. Siddiqui, T. Widdowson, A. D. Ellis, M. A. Newhouse, A. J. Antos, G. Kar, and P. W. Chu, *Electron. Lett.* **32**, 233 (1996).
[67] M. Nissov, H. N. Poulsen, R. J. Pedersen, B. F. Jørgensen, M. A. Newhouse, and A. J. Antos, *Electron. Lett.* **32**, 1905 (1996).
[68] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. (Academic Press, San Diego, CA, 2007).
[69] G. P. Agrawal, *Phys. Rev. A* **44** , 7493 (1991).
[70] M. Asobe, T. Kanamori, and K. Kubodera, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, 362 (1992); *IEEE J. Quantum Electron.* **2**, 2325 (1993).
[71] G. P. Agrawal, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, 562 (1992).
[72] J. P. Hamide, P. Emplit, and J. M. Gabriagues, *Electron. Lett.* **26**, 1452 (1990).
[73] K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 221 (1993).
[74] F. Matera, A. Mecozzi, M. Romagnoli, and M. Settembre, *Opt. Lett.* **18**, 1499 (1993).
[75] A. Mecozzi, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 462 (1994).
[76] S. B. Cavalcanti, G. P. Agrawal, and M. Yu, *Phys. Rev. A* **51**, 4086 (1995).
[77] M. Yu, G. P. Agrawal, and C. J. McKinstrie, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 1126 (1995).
[78] C. Lorattanasane and K. Kikuchi, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 1084 (1997).
[79] A. Carena, V. Curri, R. Gaudino, P. Poggiolini, and S. Benedetto, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9**, 535 (1997).
[80] R. A. Saunders, B. A. Patel, and D. Garthe, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9**, 699 (1997).
[81] R. Q. Hui, M. O'Sullivan, A. Robinson, and M. Taylor, *J. Lightwave Technol.* **15**, 1071 (1997).
[82] D. F. Grosz, C. Mazzali, S. Celaschi, A. Paradisi, and H. L. Fragnito, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 379 (1999).
[83] M. Norgia, G. Giuliani, and S. Donati, *J. Lightwave Technol.* **17**, 1750 (1999).
[84] P. A. Bélanger, L. Gagnon, and C. Paré, *Opt. Lett.* **14**, 943 (1989).
[85] G. P. Agrawal, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **2**, 875 (1990); *Opt. Lett.* **16**, 226 (1991).
[86] L. Gagnon and P. A. Bélanger, *Phys. Rev. A* **43**, 6187 (1991).
[87] V. S. Grigoryan and T. S. Muradyan, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 1757 (1991).
[88] I. R. Gabitov, M. Romagnoli, and S. Wabnitz, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 1811 (1991).
[89] E. M. Dianov, K. K. Konstantinov, A. N. Pilipetskii, and A. N. Starodumov, *Sov. Lightwave Commun.* **1**, 169 (1991).
[90] W. Hodel, J. Schülz, and H. P. Weber, *Opt. Commun.* **88**, 173 (1992).
[91] M. Romagnoli, F. S. Locati, F. Matera, M. Settembre, M. Tamurrini, and S. Wabnitz, *Opt. Lett.* **17**, 1456 (1992).
[92] G. P. Agrawal, *Phys. Rev. E* **48**, 2316 (1993).
[93] V. Petrov and W. Rudolph, *Opt. Commun.* **76**, 53 (1990).

[95] T. Y. Wang and S. Chi, *Opt. Lett.* **16**, 1575 (1991).
[96] M. Nakazawa, E. Yamada, and H. Kubota, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2625 (1991); *Phys. Rev. A* **44**, 5973 (1991).
[97] B. Gross and J. T. Manassah, *Opt. Lett.* **17**, 340 (1992).
[98] V. V. Afanasjev, V. N. Serkin, and V. A. Vysloukh, *Sov. Lightwave Commun.* **2**, 35 (1992).
[99] A. I. Maimistov, *Sov. J. Quantum Electron.* **22**, 271 (1992); *Opt. Commun.* **94**, 33 (1992).
[100] S. Chi, T. Y. Wang, and S. Wen, *Phys. Rev. A* **47**, 3371 (1993).
[101] S. Chi, C. W. Chang, and S. Wen, *Opt. Commun.* **106**, 183 (1994); *Opt. Commun.* **111**, 132 (1994).
[102] M. N. Islam, L. Rahman, and J. R. Simpson, *J. Lightwave Technol.* **12**, 1952 (1994).
[103] K. Porsezian and K. Nakkeeran, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2941 (1995); *J. Mod. Opt.* **42**, 1953 (1995).
[104] H. Ammamm, W. Hodel, and H. P. Weber, *Opt. Commun.* **115**, 347 (1995).
[105] J. T. Manassah and B. Gross, *Opt. Commun.* **122**, 71 (1995).
[106] L. W. Liou and G. P. Agrawal, *Opt. Commun.* **124**, 500 (1996).
[107] K. Nakkeeran and K. Porsezian, *Opt. Commun.* **123**, 169 (1996); *J. Mod. Opt.* **43**, 693 (1996).
[108] G. H. M. van Tartwijk and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2618 (1997).
[109] N. N. Pereira and L. Stenflo, *Phys. Fluids* **20**, 1733 (1977).
[110] W. van Saarloos and P. Hohenberg, *Physica D* **56**, 303 (1992).
[111] N. N. Akhmediev, V. V. Afanasjev, and J. M. Soto-Crespo, *Phys. Rev. E* **53**, 1190 (1996).
[112] N. N. Akhmediev and A. Ankiewicz, *Solitons: Nonlinear Pulses and Beams* (Chapman and Hall, London, 1997), Chap. 13.
[113] J. M. Soto-Crespo, N. Akhmediev, and A. Ankiewicz, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2937 (2000).
[114] S. C. V. Latas, M. F. S. Ferreira, and A. S. Rodrigues, *Opt. Fiber Technol.* **11**, 292 (2005).
[115] N. N. Akhmediev and A. Ankiewicz, Eds., *Dissipative Solitons* (Springer, Berlin, 2005).
[116] V. Skarka and N. B. Aleksić, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 013903 (2006).
[117] S. L. McCall and E. L. Hahn, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 908 (1967); *Phys. Rev.* **183**, 457 (1969).
[118] J. E. Armstrong and E. Courtens, *IEEE J. Quantum Electron.* **4**, 411 (1968); *IEEE J. Quantum Electron.* **5**, 249 (1969).
[119] J. H. Eberly and L. Matulic, *Opt. Commun.* **1**, 241 (1969).
[120] L. Matulic and J. H. Eberly, *Phys. Rev. A* **6**, 822 (1972).
[121] S. B. Barone and S. Chi, *Opt. Commun.* **3**, 343 (1973).
[122] A. A. Maimistov, A. M. Basharov, S. O. Elyutin, and Yu. M. Sklyarov, *Phys. Rep.* **191**, 1 (1990).
[123] M. Nakazawa, K. Suzuki, Y. Kimura, and H. Kubota, *Phys. Rev. A* **45**, 2682 (1992).
[124] V. L. da Silva, Y. Siberberg, J. P. Heritage, E. W. Chase, M. A. Saifi, and M. J. Andrejco, *Opt. Lett.* **16**, 1340 (1991).
[125] V. V. Kozlov, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 1765 (1998).
[126] N. Aközbek and S. John, *Phys. Rev. E* **58**, 3876 (1998).
[127] I. V. Mel'nikov, D. Mihalache, N. C. Panoiu, F. Ginovart, and A. Z. Lara, *Opt. Commun.* **191**, 133 (2001).
[128] H. Y. Tseng and S. Chi, *Phys. Rev. E* **66**, 056606 (2002).
[129] B. Luo, H. Y. Tseng, and S. Chi, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 1866 (2003).
[130] K. Porsezian, P. Seenuvasakumaran, and R. Ganapathy, *Phys. Lett. A* **348**, 233 (2006).
[131] D. V. Skryabin, A. V. Yulin, and F. Biancalana, *Phys. Rev. E* **73**, 045603 (2006).
[132] B. A. Malomed, *Phys. Rev. A* **44**, 6954 (1991); *Phys. Rev. E* **47**, 2874 (1993).
[133] G. I. Barenblatt, *Scaling, Self-similarity, and Intermediate Asymptotics* (Cambridge University Press, New York, 1996).
[134] D. Anderson, M. Desaix, M. Karlsson, M. Lisak, and M. L. Quiroga-Teixeiro, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1185 (1993).
[135] K. Tamura and M. Nakazawa, *Opt. Lett.* **21**, 680 (1996).
[136] M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, and J. D. Harvey, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 6010 (2000).
[137] V. I. Kruglov, A. C. Peacock, J. M. Dudley, and J. D. Harvey, *Opt. Lett.* **25**, 1753 (2000).
[138] V. I. Kruglov, A. C. Peacock, J. D. Harvey, and J. M. Dudley, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 461 (2002).
[139] S. Boscolo, S. K. Turitsyn, V. Y. Novokshenov, and J. H. B. Nijhof, *Theor. Math. Phys.* **133**, 1647 (2002).
[140] C. Billet, J. M. Dudley, N. Joly, and J. C. Knight, *Opt. Express* **13**, 323 (2005).
[141] C. Finot, F. Parmigiani, P. Petropoulos, and D. Richardson, *Opt. Express* **14**, 3161 (2006).

[142] V. I. Kruglov and J. D. Harvey, *J. Opt. Soc. Am. B* **23**, 2541 (2006).
[143] S. Wabnitz, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **19** 507 (2007).
[144] J. Limpert, T. Schreiber, T. Clausnitzer, K. Zöllner, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, H. Zellmer, and A. Tünnermann, *Opt. Express* **10** 628 (2002).
[145] J. Limpert, T. Clausnitzer, A. Liem, T. Schreiber, H.-J. Fuchs, H. Zellmer, E.-B. Kley, and A. Tünnermann, *Opt. Lett.* **28**, 1984 (2003).
[146] F. Röser, J. Rothhard, B. Ortac, A. Liem, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, *Opt. Lett.* **30**, 2754 (2005).
[147] T. Schreiber, C. K. Nielsen, B. Ortac, J. Limpert, and A. Tünnermann, *Opt. Lett.* **31**, 574 (2006).
[148] P. Dupriez, C. Finot, A. Malinowski, J. K. Sahu, J. Nilsson, D. J. Richardson, K. G.Wilcox, H. D. Foreman, and A. C. Tropper, *Opt. Express* **14** 9611 (2006).
[149] K. J. Blow, N. J. Doran, and D. Wood, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 1301 (1988).
[150] A. S. Gouveia-Neto, A. S. L. Gomes, and J. R. Taylor, *Opt. Lett.* **12**, 1035 (1987).
[151] K. Suzuki, Y. Kimura, and M. Nakazawa, *Opt. Lett.* **14**, 865 (1989).
[152] B. J. Ainslie, K. J. Blow, A. S. Gouveia-Neto, P. G. J. Wigley, A. S. B. Sombra, and J. R. Taylor, *Electron. Lett.* **26**, 186 (1990).
[153] I. Y. Khrushchev, A. B. Grudinin, E. M. Dianov, D. V. Korobkin, V. A. Semenov, and A. M. Prokhorov, *Electron. Lett.* **26**, 186 (1990).
[154] A. B. Grudinin, E. M. Dianov, D. V. Korobkin, A. Y. Makarenko, A. M. Prokhorov, and I. Y. Khrushchev, *JETP Lett.* **51**, 135 (1990).
[155] M. Nakazawa, K. Kurokawa, H. Kubota, K. Suzuki, and Y. Kimura, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 653 (1990).
[156] M. Nakazawa, K. Kurokawa, H. Kubota, and E. Yamada, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1881 (1990).
[157] K. Kurokawa and M. Nakazawa, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 1992 (1992).
[158] K. Tamura, E. Yoshida, T. Sugawa, and M. Nakazawa, *Opt. Lett.* **20**, 1631 (1995).
[159] D. S. Peter, W. Hodel, and H. P. Weber, *Opt. Commun.* **130**, 75 (1996).
[160] A. Shirakawa, J. Ota, M. Musha, K. Nakagawa, K. Ueda, J. R. Folkenberg, and J. Broeng, *Opt. Express* **13** 1211 (2005).
[161] W. Hodel, D. S. Peter, and H. P. Weber, *Opt. Commun.* **97**, 233 (1993).
[162] M. N. Islam, Ed., *Raman Amplifiers for Telecommunications* (Springer, New York, 2004).
[163] J. Bromage, *J. Lightwave Technol.* **22**, 79 (2004).
[164] C. Headley and G. P. Agrawal, Eds., *Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems* (Academic Press, San Diego, CA, 2005).
[165] A. C. Peacock, N. G. R. Broderick, and T. M. Monro, *Opt. Commun.* **218**, 167 (2003).
[166] C. Finot, G. Millot, C. Billet, and J. M. Dudley, *Opt. Express* **11**, 1547 (2003).
[167] C. Finot, G. Millot, S. Pitois, C. Billet, and J. M. Dudley, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **10**, 1211 (2004).
[168] C. Finot, *Opt. Commun.* **249**, 553 (2005).
[169] C. Finot and G. Millot, *Opt. Express* **13**, 5825 (2005); *Opt. Express* **13**, 7653 (2005).
[170] C. Finot, J. M. Dudley, and G. Millot, *Opt. Fiber Technol.* **12**, 217 (2006).
[171] J. D. Moores, *Opt. Lett.* **21**, 555 (1996).
[172] V. N. Serkin and A. Hasegawa, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4502 (2000); *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **8**, 418 (2002).
[173] V. I. Kruglov, D. Méchin, and J. D. Harvey, *Opt. Express* **12**, 6198 (2004).
[174] V. I. Kruglov, A. C. Peacock, and J. D. Harvey, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 113902 (2003); *Phys. Rev. E* **71**, 056619 (2005).
[175] S. A. Ponomarenko and G. P. Agrawal, *Opt. Express* **15** 2963 (2007).

第 5 章 光纤激光器

将光纤放大器置于能提供光反馈的谐振腔内后，它可以转化为激光器，这种激光器称为光纤激光器(fiber laser)。本章就将讨论这方面的内容。

5.1 节　讨论适用于所有掺杂光纤激光器的通用概念，如泵浦、谐振腔设计及激光阈值。

5.2 节　详述连续光纤激光器的特性，讨论高功率掺镱光纤激光器及限制激光器输出功率的非线性现象。

5.3 节　介绍 Q 开关和主动锁模技术。

5.4 节　介绍被动锁模技术，在这些技术中非线性效应起重要作用。

5.5 节　利用金兹堡–朗道方程讨论光纤中色散(包括正常和反常色散两种情形)和非线性效应对锁模过程的影响。

5.1 基本概念

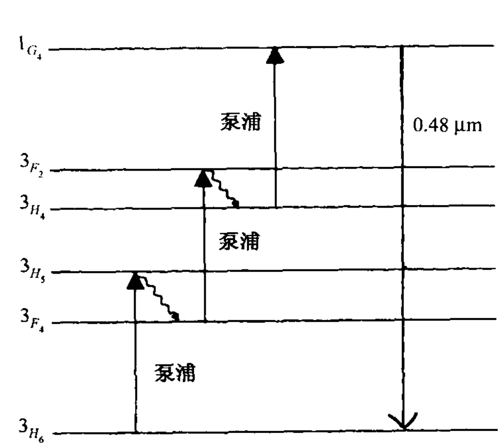
许多稀土离子，如铒、钕和镱，都可用于制造光纤激光器，其工作波长在 0.4 ~ 4 μm 之间。早在 1961 年就研制出了第一台光纤激光器，当时用的是芯径为 300 μm 的掺钕光纤[1]。低损耗的石英光纤出现后不久，就于 1973 年用于二极管激光器泵浦的光纤激光器[2]。虽然之后又开展了一些研究工作[3]，但实际直到 20 世纪 80 年代后期，光纤激光器才取得了长足的发展。初期工作侧重于掺钕和掺铒光纤激光器[4~14]，但诸如钬、钐、铥和镱等其他掺杂物也曾使用过[15~18]。从 1989 年开始，研究焦点集中在掺铒光纤激光器上[19~23]，这类激光器能在1.55 μm 波段产生超短脉冲，并在光纤通信、超快现象、光纤传感器等方面有应用价值[24~26]。2000 年后，掺镱光纤激光器由于具有产生高功率的潜力而重新受到关注[27]。

5.1.1 泵浦和光增益

激光器的泵浦原理可分为三能级系统和四能级系统[28~30]，如图 4.1 所示。在某些情况下，采用另一种泵浦原理(即上转换激光，up-conversion laser)也是可能的[31~35]。作为一个实例，图 5.1 给出了掺铥(Tm^{3+})上转换光纤激光器的泵浦过程。来自相同(或不同)泵浦激光器的两个或多个光子被掺杂离子吸收，使该离子跃迁到能级差大于单个泵浦光子能量的能级上。结果激光器的工作频率高于泵浦光频率，该现象在非线性光学中称为频率上转换。频率上转换光纤激光器可以用半导体激光器产生的红外光泵浦，从而使光纤激光器工作在蓝光波段，因此引起人们的注意。在图 5.1 所示的例子中，三个 1.06 μm 的泵浦光子使 Tm^{3+} 离子跃迁到 $^1G_4$ 激发态，通过 $^1G_4 \to {}^3H_5$ 辐射跃迁发射 475 nm 左右的蓝光。注意，图 5.1 中各能级事实上均是因基质感应的展宽而形成的能带。

在 4.2 节中讨论了光纤放大器的三能级和四能级泵浦原理。掺铒光纤激光器采用三能级泵浦原理，可用输出波长为 0.98 μm 或 1.48 μm 的半导体激光器实现高效率泵浦。图 5.2 是掺

钕光纤激光器的四能级原理图。该激光器可用输出波长为 0.8 μm 的 GaAs 半导体激光器高效泵浦，实现$^4I_{9/2}\rightarrow{}^4F_{5/2}$跃迁；而且可设计成工作在 0.92 μm，1.06 μm 和 1.35 μm 三个波长上，其中工作波长为 1.06 μm 时，泵浦效率最高。虽然工作波长为 1.35 μm 时也是四能级泵浦过程，但其效率受到$^4F_{3/2}\rightarrow{}^4G_{7/2}$跃迁引起的激发态吸收的严重影响。第一台光纤激光器出现于 1961 年[1]，其工作波长为 1.06 μm。半导体激光器泵浦的光纤激光器则出现于 1973 年[2]，用半导体激光器阵列泵浦的新式掺镱光纤激光器已能产生功率超过 1 kW 的连续光。



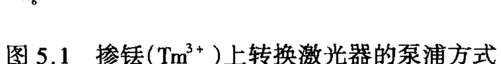


图 5.1　掺铥(Tm^{3+})上转换激光器的泵浦方式

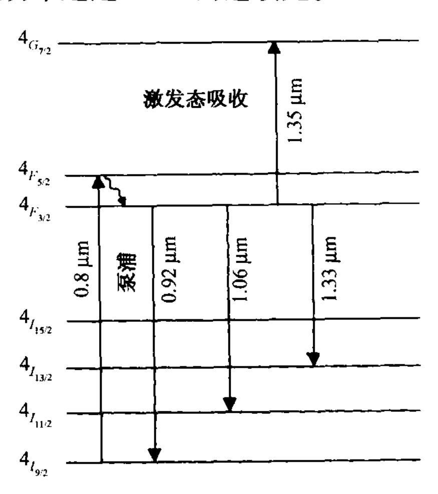


图 5.2　掺钕(Nd^{3+})光纤激光器的四能级原理图

5.1.2　腔型设计

光纤激光器的腔型可以有多种选择[24]。一种最常见的激光谐振腔是法布里-珀罗(Fabry-Perot，F-P)腔，它是将增益介质置于两片高反射率的腔镜之间构成的。在光纤激光器中，腔镜经常对接耦合到光纤末端，以避免衍射损耗。1985 年出现的掺钕光纤激光器就采用了这种方法[4]，介质膜反射镜对 1.088 μm 的激光波长高反，而对 0.82 μm 的泵浦波长高透。该腔的损耗非常小，仅需 100 μW 的泵浦功率就可达到激光阈值。然而，这种腔的准直较为困难，光纤端面或腔镜稍微倾斜，就会使损耗急剧增加，其允许的倾斜度小于 1°。这个问题可以通过将介质膜直接镀到掺杂光纤的研磨抛光端面上得到解决[8]，由于镀膜腔镜对光纤端面的缺陷极为敏感，而且泵浦光也经由同一腔镜入射，所以当高功率泵浦光耦合进光纤中时，很容易损坏介质膜。

有几种替代方法可以使注入的泵浦光不通过介质膜镜。第一种方法是使用光纤耦合器。可以设计这样一种光纤耦合器，使大部分泵浦功率从已成为激光腔一部分的端口输出，这样的耦合器称为 WDM 耦合器。第二种方法是直接在光纤上写光纤光栅作为腔镜[36]。正如在第1 章中所讨论的，对激光波长而言，光纤布拉格光栅相当于高反镜，对泵浦光则是透明的。用两个这样的光纤光栅可构成全光纤 F-P 腔[37]；利用光纤布拉格光栅的另一个优点是，由于光栅具有频率选择性，从而获得单纵模窄线宽的激光输出。第三种方法是使用光纤环形镜[38]，正如在 3.2 节中所讨论的，光纤环形镜能设计成对输出激光高反，而对泵浦光高透。

环形腔经常用于实现激光器的单向运转。对于光纤激光器而言，环形腔还有一个附加的优点是没有使用腔镜，因此构成了一个全光纤腔。最简单的环形腔结构是将 WDM 耦合器的两个端口通过一段掺杂光纤连接在一起，如图 5.3 所示。在光纤环路中插入光隔离器是为了使激光

器单向运转,如果使用的是普通的掺杂光纤而不是保偏光纤,还需要插入一个偏振控制器。

早在1985年,就使用环形腔设计研制掺钕光纤激光器[4],之后又出现了几种新的设计方案。图5.4给出了一种用于锁模光纤激光器的专门设计方案,这种结构因其形状而称为8字形腔,右边的环形腔相当于一个非线性放大光纤环形镜,它的开关特性已经在3.2节中论述过。确实,非线性效应在8字形激光器的运转中起重要作用。在低功率运转时光纤环透射率很低,使得连续工作时腔内损耗很大;当光脉冲的峰值功率达到临界值时[见式(3.2.8)],萨格纳克环是全透的。基于此原因,8字形腔有利于锁模运转。左侧腔中的隔离器可以保证激光器单方向运转。激光通过另一个光纤耦合器输出,其透射率很小(小于10%),以降低腔内损耗。8字形腔的一个有趣特征在于它不用可饱和吸收体就可以实现被动锁模。

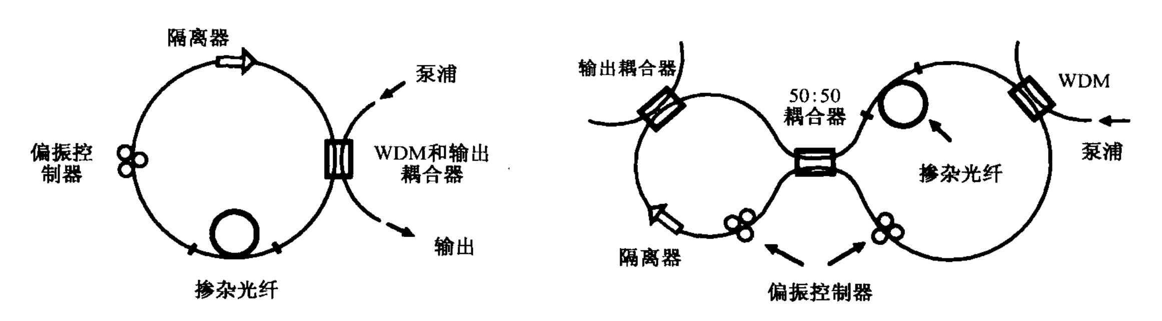


图5.3　单向环形腔光纤激光器的示意图　　图5.4　8字形腔锁模光纤激光器的示意图

许多其他腔型设计也是可行的。例如,可以采用耦合的F-P腔。在最简单的设计中,一个腔镜以可控制的量从光纤端面分开,具有4%反射率的光纤-空气界面相当于一个低反射镜,它使光纤腔和空气填充的空腔发生耦合。这种复合腔曾用于减小光纤激光器的线宽[19]。将三个光纤光栅串联也可以构成两个耦合的F-P腔;另一种设计利用了福克斯-史密斯(Fox-Smith)谐振腔[39]。

5.1.3 激光阈值和输出功率

表征激光器特性的两个重要参量是阈值泵浦功率和一旦达到阈值后将泵浦功率转换为激光输出功率的效率。激光阈值是由光在腔内每一次往返的增益补偿腔内总损耗这一要求决定的[28~30]。若考虑在一段长为L的光纤两端放置两个反射率分别为R_1和R_2的平面镜,从而构成一个简单的F-P腔,则阈值条件为

$$G^2R_1R_2\exp(-2\alpha_{\rm int}L)=1 \tag{5.1.1}$$

式中,G是单通放大倍数,$\alpha_{\rm int}$是不含腔输出损耗的其他腔内损耗。

单通放大倍数应包含增益系数的非均匀特性,并由下式决定:

$$G=\exp\left[\int_0^L g(z)\mathrm{d}z\right]\qquad g(z)=\sigma_s[N_2(z)-N_1(z)] \tag{5.1.2}$$

式中,σ_s是跃迁截面,N_1和N_2分别是参与受激发射过程的下能级和上能级的粒子数。将式(5.1.2)代入式(5.1.1),阈值条件变为

$$\frac{1}{L}\int_0^L g(z)\mathrm{d}z=\alpha_{\rm mir}+\alpha_{\rm int}\equiv\alpha_{\rm cav} \tag{5.1.3}$$

式中,$\alpha_{\rm mir}=-\ln(R_1R_2)/2L$是有效腔镜损耗,$\alpha_{\rm cav}$是总的腔损耗。

反转粒子数 $N_2 - N_1$ 与泵浦强度有关，通常可由一组涉及泵浦过程的三能级或四能级速率方程求得。4.2.3节中对三能级系统激光器进行了计算，对四能级系统也可用类似步骤求解。事实上，四能级系统激光器的计算更为简单，因为在这种情况下 $N_1 \approx 0, N_2 \ll N_t, N_t$ 是总粒子数。对四能级系统激光器而言，方程(4.2.2)可以用下面的方程代替：

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = W_p N_t - W_s N_2 - \frac{N_2}{T_1} \tag{5.1.4}$$

式中，跃迁率 W_p 和 W_s 由式(4.2.3)给出，方程(5.1.4)的稳态解为

$$N_2 = \frac{(P_p/P_p^{\text{sat}})N_t}{1 + P_s/P_s^{\text{sat}}} \tag{5.1.5}$$

式中，饱和功率 P_p^{sat} 和 P_s^{sat} 的定义见式(4.2.5)。

泵浦功率和信号功率沿腔长方向的变化决定了 N_2 和 z 有关。在激光阈值附近或阈值以下，由于 $P_s/P_s^{\text{sat}} \ll 1$，增益饱和效应可以忽略。利用泵浦功率 $P_p(z) = P_p(0)\exp(-\alpha_p z)$ 以指数形式减小(α_p 表示泵浦损耗)，式(5.1.3)中的积分很容易求解。达到阈值所需的泵浦功率为

$$P_p(0) = \frac{\alpha_{\text{cav}} L}{1 - \exp(-\alpha_p L)} \left(\frac{\alpha_p}{\alpha_s}\right) P_p^{\text{sat}} \tag{5.1.6}$$

式中，$\alpha_p = \sigma_p N_t$ 和 $\alpha_s = \sigma_s N_t$ 分别是泵浦波长和信号波长处的吸收系数。上式表明，激光阈值和腔长有关。通常，阈值功率用吸收的泵浦功率表示

$$P_{\text{abs}} = P_p(0)[1 - \exp(-\alpha_p L)] \tag{5.1.7}$$

结合式(5.1.6)和式(5.1.7)，阈值功率 P_{th} 可写为

$$P_{\text{th}} = P_{\text{abs}} = \alpha_{\text{cav}} L(\alpha_p/\alpha_s) P_p^{\text{sat}} \equiv \alpha_{\text{cav}} L(a_p h\nu_p/\Gamma_s \sigma_s T_1) \tag{5.1.8}$$

式中，P_p^{sat} 可由式(4.2.5)求得。上式给出了激光阈值是怎样随增益介质(掺杂)和激光谐振腔的参量变化的。

一旦泵浦功率超过这一阈值，饱和增益仍被箝制在其阈值附近，因此可由阈值条件式(5.1.3)求得输出功率。将式(5.1.2)和式(5.1.5)代入式(5.1.3)，可得

$$\frac{\alpha_s}{L} \int_0^L \frac{P_p/P_p^{\text{sat}}}{1 + P_s/P_s^{\text{sat}}} \mathrm{d}z = \alpha_{\text{cav}} \tag{5.1.9}$$

因为腔内激光功率 P_s 沿光纤随 z 变化，因此上式中的积分很难得出解析解。然而，在大多数实际应用中，腔镜反射率都足够大，可以把 P_s 近似看成常数，因而上述积分可简化为前面给出的估计值，P_s 可用一个非常简单的表达式给出：

$$P_s = P_s^{\text{sat}}(P_{\text{abs}}/P_{\text{th}} - 1) \tag{5.1.10}$$

式中，P_{abs} 是吸收的泵浦功率。

腔内功率 P_s 的一小部分作为输出功率从每个腔镜透射，反射率为 R_1 的腔镜的输出功率可写成(对于环形腔，则是从输出光纤耦合器的一个端口输出)

$$P_{\text{out}} = (1 - R_1)P_s = \eta_s(P_{\text{abs}} - P_{\text{th}}) \tag{5.1.11}$$

上式表明，激光功率随吸收的泵浦功率线性增加。斜率效率定义为 $\mathrm{d}P_{\text{out}}/\mathrm{d}P_{\text{abs}}$，写成

$$\eta_s=\left(\frac{1-R_1}{\alpha_{\text{cav}}L}\right)\left(\frac{a_s h\nu_s}{a_p h\nu_p}\right) \tag{5.1.12}$$

斜率效率是达到激光阈值后,激光器把泵浦功率转化为输出功率的效率的量度。通过尽可能地降低腔内损耗,可使斜率效率最大化。η_s 的典型值在30%左右,尽管在某些光纤激光器中可能高达85%。

5.2 连续光纤激光器

光纤激光器既能输出连续光,也能产生超短光脉冲。本节讨论连续运转的光纤激光器,除非功率超过几瓦,与基质光纤有关的非线性效应对这类光纤激光器的影响相当小,但对输出功率可以大于1 kW的掺镱光纤激光器来说,非线性效应变得比较重要。

5.2.1 掺钕光纤激光器

掺钕光纤激光器因其可以用工作在0.8 μm波长的GaAs半导体激光器泵浦而最早引起关注。事实上,第一台掺钕光纤激光器是在1973年用钕、铝共掺的渐变折射率石英光纤实现的[2],光纤芯径为35 μm,通过在1 cm长光纤的研磨抛光面上直接镀介质膜镜构成F-P腔,介质膜镜对1.06 μm激光波长的反射率为99.5%。当泵浦功率为0.6 mW时达到激光阈值,估计吸收的泵浦功率为0.2 mW。

1985年,单模石英光纤首次用于制造掺钕光纤激光器[4]。光纤长为2 m,Nd^{3+}浓度约为300 ppm,将介质膜镜与切开的光纤端面对接耦合,介质膜镜对1088 nm激光波长的反射率大于99.5%,而对820 nm泵浦光的透射率大于80%。吸收的泵浦功率仅为0.1 mW时就达到激光阈值,输出功率相当低。在后来的实验中[11],用染料激光器泵浦掺钕光纤激光器,输出波长可在790~850 nm调谐。激光频谱随泵浦波长 λ_p 变化,当 $\lambda_p>815$ nm时激光频谱宽度变为20 nm。图5.5给出了在822 nm泵浦波长下这台激光器的输出功率与吸收的泵浦功率的关系曲线,在1.3 mW泵浦功率下激光达到阈值,随着泵浦功率的进一步增大,输出功率线性增加,与式(5.1.10)预期的一致。掺钕光纤激光器也曾采用环形腔结构。早在1985年,用595 nm波长的染料激光器泵浦2.2 m长的环形腔掺钕光纤激光器,当吸收的泵浦功率为20 mW时,获得了功率各为2 mW的双向输出[4]。

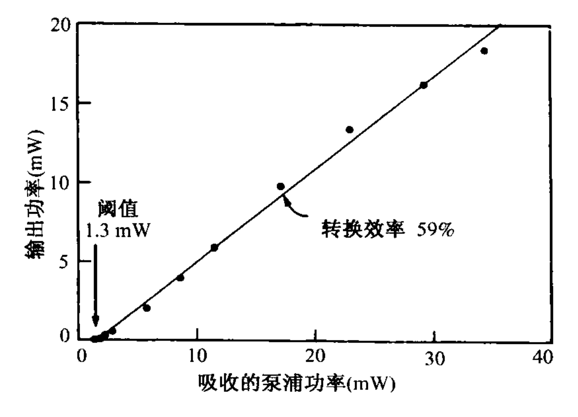
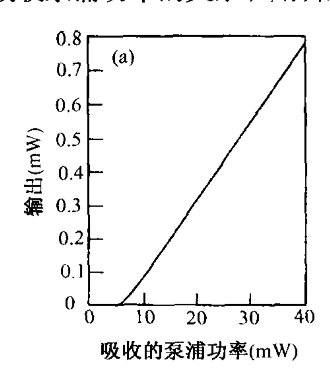


图5.5　掺钕光纤激光器输出功率与吸收的泵浦功率的关系[11]

因为光纤激光器具有较大的增益带宽(大于30 nm)和相对较小的纵模间隔(小于100 MHz),一般工作在多纵模状态,连续工作方式下的激光器输出谱宽可以超过10 nm[11]。尽管大的增益带宽有利于产生超短脉冲,然而连续激光器的许多应用需要窄线宽单模输出,并且波长在增益带宽内是可调谐的。有几种方法曾用于实现窄线宽光纤激光器[40],通常用于固态激光器的腔内标准具也能用于光纤激光器。而更好的选择是使用光纤布拉格光栅,因为它可以直接制作在光纤上,这样反射谱宽能小于0.1 nm。1986年,用这种光栅在一台掺钕光纤激光器上实现了窄线宽

(约为 16 GHz)输出[6],当泵浦功率为 10 mW 时,激光器输出功率超过 1.5 mW。这台激光器由于纵模间隔相当小,没能实现单纵模运转。在后来的实验中[10],实现了单纵模运转,所用光纤长度仅为 5 cm,钕离子掺杂浓度相当高,以保证在这么短的长度上能吸收足够的泵浦功率。图 5.6 给出了输出功率与吸收泵浦功率的关系和用自差技术测得的谱线形状,线宽仅为 1.3 MHz。



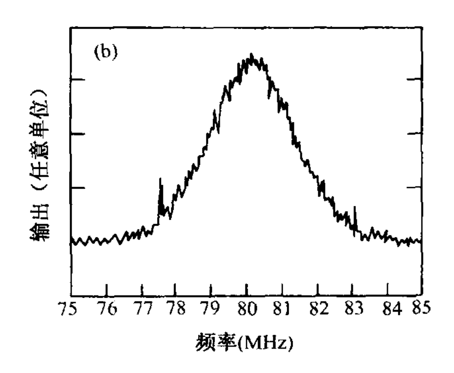


图 5.6　通过内部布拉格光栅实现单纵模振荡的掺钕光纤激光器[10]

光纤激光器的大增益带宽使其具有超过 50 nm 的波长调谐范围[40]。最简单的调谐方法是用色散光栅代替 F-P 腔的一个腔镜。1986 年,一台掺钕光纤激光器用这种方法在 1.07 ~ 1.14 μm 波长范围实现了可调谐输出[5];另一种调谐方法是使用腔内双折射滤波器[7]。然而,上述两种方法都使用了体光学器件。一种非常简单的调谐方法是使用一个带有光纤耦合器的环形腔,光纤耦合器的耦合效率可用机械方式改变(见图 5.3)。这种激光器的调谐原理是,对应某个激光输出波长,应满足光纤耦合器的反射率最大且腔内损耗最小,因此通过改变耦合效率可以改变腔内损耗最小时所对应的波长,从而实现激光器的调谐。在 1989 年的一个实验中[41],用这种方法实现了调谐范围达 60 nm 的掺钕光纤激光器。

掺钕光纤激光器还可以工作在 0.92 μm 和 1.35 μm 波长附近。当激光器工作在 0.92 μm 时,需要更高的泵浦功率,这是由激光跃迁的三能级特性决定的。所用腔镜必须对 0.92 μm 附近波长的光高反,而对 1.06 μm 附近波长的光高透,这样对 1.06 μm 的跃迁腔损耗很大。1986 年,一台用双折射滤波器作为调谐元件的掺钕光纤激光器在 45 nm 范围内实现了调谐输出[7]。由于激发态吸收(见图 5.2),掺钕石英光纤激光器很难工作在 1.35 μm 波长上。但经过适当的设计,激光器可以在大于 1.36 μm 的波长上运转,因为对此波长,激发态吸收不再那么重要[42]。通过在氟化物光纤中掺钕离子,可以获得更短波长(小于 1.35 μm)的激光输出。在 1988 年的一个实验中[10],使用能抑制 1.06 μm 跃迁的腔镜,在 1.33 μm 附近实现了激光输出。

一个很自然的问题是,光纤激光器能否提供对固态激光器来说很普遍的高功率输出(大于 1 kW)? 直到 1990 年,大多数实验的输出功率仍没能超过 50 mW。1993 年,随着双包层光纤的出现,情况发生了变化[43-45]。在双包层光纤中,掺杂纤芯被引导泵浦光的内包层所包围,为和泵浦光源匹配,可对内包层的形状和尺寸进行修饰。内包层的大尺寸、大数值孔径特性使工作在 800 nm 附近的高功率(大于 10 W)GaAs 激光二极管提供的泵浦功率能有效地耦合进光纤[44]。由于泵浦光通过内包层引导,激光器被沿整个掺杂光纤泵浦(即用侧面泵浦代替常用的端面泵浦)。早在 1993 年,就用双包层掺钕光纤激光器实现了 5 W 的功率输出[43]。在 1995 年的一个实验中[45],将 35 W 的泵浦功率注入直径为 400 μm 的双包层掺钕光纤激光器的内包层中,获得了9.2 W 的高质量连续光输出,所用双包层光纤的芯径为 12 μm,钕离子浓度为 1300 ppm。

5.2.2 掺镱光纤激光器

用适当的波长泵浦掺钕和掺镱光纤时,它们均能在 1060 nm 波长附近发光。使用掺镱光纤有几个优点,例如不存在激发态吸收,增益谱和吸收谱较宽,以及可获得高功率输出等。1988 年制造的掺镱光纤激光器的调谐范围超过 60 nm[17],很快便增加到 152 nm,覆盖了 1010 ~ 1162 nm 的波长范围。1995 年,通过用 850 nm 波长泵浦掺镱光纤,获得了大于 400 mW 的输出功率,该激光器没有使用腔镜,仅靠光纤两个端面 4% 的反射来构成激光腔[46]。

近年来,对高功率的需求使掺镱光纤激光器和放大器获得了快速发展[47~54]。1999 年,工作在 1.12 μm 附近波长的连续双包层光纤激光器的发射功率已达 110 W,光转换效率为 58.3%[47]。掺镱光纤的内包层具有矩形横截面,用 4 台半导体激光器泵浦,每台半导体激光器的发射功率为 45 W,输出波长在 915 nm 附近。光纤激光器工作在单横模状态,模场直径为 9 μm。单模光纤的使用不允许输出功率增加太多,因为高功率密度(接近 1 GW/cm^2)将引起非线性效应[55],如受激喇曼散射和受激布里渊散射。这一问题只能靠增大芯径来解决,但大芯径将支持多模,除非纤芯-包层折射率差也降低,以保持光纤的归一化频率参量 $V<2.4$。这种思路是可行的,但即使对 15 μm 的芯径,也需要将光纤的数值孔径减小到 0.1 以下。

光纤缠绕技术提供了一种解决方案[56]。如果以适当的半径缠绕多模光纤,则光纤的连续弯曲将显著增大高阶模的损耗,而基模的损耗以一个可接受的量增加。图 5.7 给出了对数值孔径为 0.08 的 10 m 长光纤,两个最低阶模的弯曲损耗之差随芯径的变化关系。对于每个芯径值,通过缠绕光纤对基模引入 1 dB、2 dB 或 3 dB 的损耗(弯曲半径从 1.5 cm 到 4 cm)。显然,对芯径为 40 μm 的光纤来说,所有高阶模的弯曲损耗均超过了 20 dB,而基模的损耗只增加了 1 dB。当将这种光纤用做光纤放大器或置于激光腔内时,大部分输出功率出现在基模中。在 2003 年的一个实验中[49],用这种方法产生了 500 W 的输出功率,所用光纤长为 35 m,芯径为 30 μm,数值孔径为 0.06。2004 年,通过将芯径为 40 μm 的 12 m 长的大模场面积光纤缠绕,输出功率增加到 1.36 kW[53]。图 5.8 给出了高功率掺镱光纤激光器的输出功率随入射泵浦功率的变化关系,以及在 1.36 kW 的最大功率下测得的频谱。该激光器工作在 1.1 μm 附近,斜率效率高达 83%,输出光束的质量接近衍射极限。这样的高效率和千瓦级的功率,表明光纤激光器在工业领域(如焊接和金属切割)有潜在的应用。

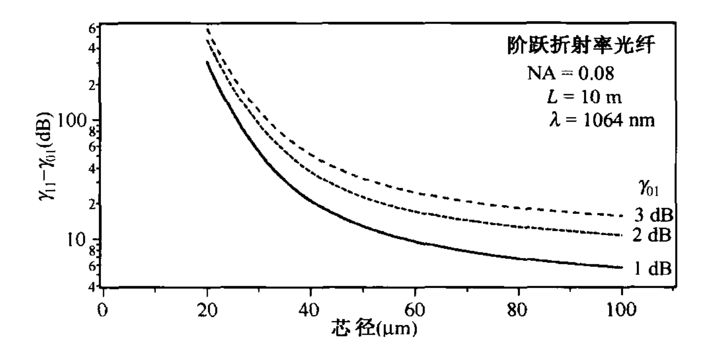


图 5.7 两个最低阶模的弯曲损耗之差随芯径的变化关系[56]

使用小数值孔径的缠绕大芯径光纤,在实际应用中也易受到损坏。泵浦功率接近 10 kW 甚至更高时要求芯径接近 100 μm,相应的内包层直径达 1 mm,为抑制高阶模而将这样的光纤以小半径缠绕,变得很困难。一种感兴趣的解决方案是发展螺旋状纤芯光纤,其纤芯在内包层内遵

循螺旋轨迹[57~59]。螺旋纤芯光纤是这样实现的：首先制造具有偏心纤芯的预制棒，然后在光纤拉制阶段旋转预制棒。偏心纤芯还可以使泵浦吸收更加有效。计算结果表明，螺旋纤芯的连续弯曲对高阶模引入的损耗比基模高得多[59]，因此可以保证这种光纤激光器的单模输出。在初期的实验中[58]，掺镱光纤激光器包含一段芯径为 30 μm 的螺旋纤芯光纤，当在 976 nm 波长用 92.6 W 的功率泵浦时，激光器在 1043 nm 波长的输出功率为 60.4 W。随着进一步的改进，可能产生更高功率的激光输出。

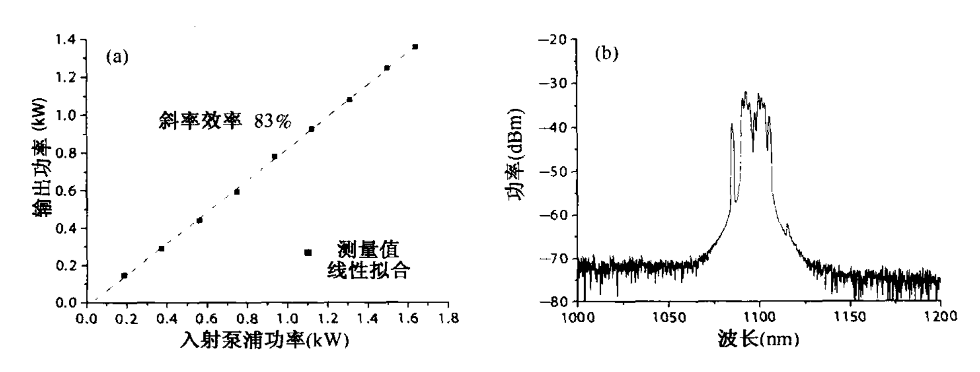


图 5.8　高功率掺镱光纤激光器的输出功率随入射泵浦功率的变化关系及输出频谱[53]

究竟是什么限制了掺镱光纤激光器的最大输出功率呢？答案与本书原理篇第 8 章和第 9 章中讨论的两种非线性现象，即受激喇曼散射和受激布里渊散射有关[55]。这两种效应都能把功率转移到波长不同的新的斯托克斯波中，结果对激光来说产生了非线性损耗。首先考虑 SRS 过程。SRS 的阈值功率为 $P_{cr}=16A_{eff}/(g_R/L_{eff})$，其中 A_{eff}是有效模场面积，在 1060 nm 波长附近石英光纤的喇曼增益系数 $g_R\approx1\times10^{-13}$ m/W。有效光纤长度 L_{eff}和掺杂光纤的增益有以下关系：

$$L_{\text{eff}}=\frac{e^{gL}-1}{g}=\frac{(G-1)L}{\ln G} \tag{5.2.1}$$

式中，增益系数 g 与未饱和单通增益 G 有关系 $G=e^{gL}$。对具有 10 dB 增益的放大器来说，有效光纤长度超过物理长度 3.9 倍，但单通增益为 20 dB 时这一数值增加到 21.5。作为一个粗略的估计，对 $G=10$ 和 $A_{eff}=1000\ \mu m^2$ 的 10 m 长光纤，SRS 阈值为 4.1 kW；将模场面积加倍并将光纤长度减半后，假设为维持同样的增益也增加了掺杂浓度，则 SRS 阈值可以增加到 41 kW。

对于 SBS 来说，用布里渊增益系数 g_B 代替 g_R 即可，对于石英光纤，$g_B\approx5\times10^{-11}$ m/W。同时，考虑到斯托克斯波的后向传输特性，用 21 代替因子 16[55]。显然，SBS 的阈值功率低得多，因为 g_B 大约是 g_R 的 500 倍。然而，布里渊增益谱的窄带宽(带宽 $\Delta\nu_B\approx50$ MHz)特性也起了很大作用，若激光器的带宽 $\Delta\nu_L$ 大于 $\Delta\nu_B$，则只有一部分功率落在 SBS 增益带宽内。尽管对这一情况的完整分析非常复杂[60]，但当 $\Delta\nu_L\gg\Delta\nu_B$ 时，SBS 阈值功率可以近似表示为

$$P_{\text{cr}}=\frac{21A_{\text{eff}}}{g_BL_{\text{eff}}}\left(\frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_B}\right) \tag{5.2.2}$$

由于阈值以较大的倍数增加，当激光带宽超过 25 GHz 时，比值 $\Delta\nu_L/\Delta\nu_B$ 能抵消相对 g_R 来说较大的 g_B 值。但是，若 $\Delta\nu_L\ll\Delta\nu_B$ 的窄带信号在掺镱光纤激光器中被放大，则 SBS 将成为一个很严重的问题。

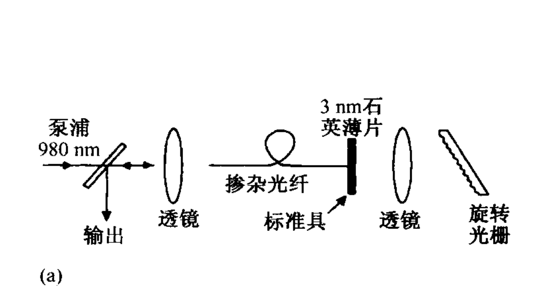
5.2.3 掺铒光纤激光器

掺铒光纤激光器(EDFL)可以工作在从可见光到远红外的几个不同波段上,其中 1.55 μm 波长区因为是光纤通信用石英光纤的最低损耗窗口而备受瞩目。乍看起来,1.55 μm 的 EDFL 似乎没有多大希望,因为 Er^{3+} 离子的 $^4I_{13/2}\rightarrow{}^4I_{15/2}$ 跃迁终止于基态。这样一个三能级系统激光器需要使至少半数粒子跃迁到激发态,因而泵浦阈值很高。确实,早期曾用高功率氩离子激光器作为 EDFL 的泵浦源[5],阈值泵浦功率约为 100 mW,斜率效率约为 1%。在另一个实验中[19],斜率效率提高到 10%,而激光器的阈值泵浦功率仅为 44 mW。

用 0.8 μm 波长的 GaAs 半导体激光器泵浦 EDFL 时遇到了激发态吸收问题,这种情况在镱敏化石英光纤(在铒光纤纤芯中同时掺杂 Yb_2O_3,且 Yb^{3+} 离子与 Er^{3+} 离子浓度比超过 20)中得到了某种改善[13]。这种 EDFL 可以用 0.8 μm 波长的半导体激光器或 1.06 μm 波长的小型 Nd:YAG 激光器泵浦。镱敏化 EDFL 工作性能的改善是由于 Yb^{3+} 离子的 $^5F_{5/2}$ 态与 Er^{3+} 离子的 $^4I_{11/2}$ 激发态非常接近,Yb^{3+} 的激发态能级很宽,可以在 0.85 ~ 1.06 μm 波长范围泵浦。一台用 0.82 μm 波长的半导体激光器泵浦的铒、镱共掺光纤激光器,其阈值泵浦功率为 5 mW,斜率效率为 8.5%[12]。

当泵浦波长为 0.98 μm 或 1.48 μm 时,EDFL 的工作性能得到了极大提高,因为不存在激发态吸收问题。事实上,上述两个工作波长的半导体激光器的发展最初只是为了泵浦掺铒光纤激光器,应用它们制造的 1.55 μm 波长的光纤激光器在 1995 年已达到商用程度。早在 1989 年,对于 0.98 μm 波长泵浦的 EDFL,以吸收的泵浦功率计算,斜率效率达 58%,接近 63% 的量子极限(信号光子与泵浦光子能量比)[20];而 1.48 μm 波长泵浦的 EDFL 也表现出优异的性能。实际上,选择 0.98 μm 还是 1.48 μm 泵浦 EDFL,并不总是十分明确的,因为二者各有其优点,两个泵浦波长都被用于发展可实用的高性能的 EDFL[61~68]。

从实际应用的角度看,连续运转 EDFL 的一个最重要的优点是具有宽带可调谐能力。与掺钕光纤激光器类似,许多方法都可用于减小可调谐 EDFL 的线宽[40]。在 1989 年的一个实验中[19],尽管所用光纤长为 13 m,裸纤端面与输出镜间形成的腔内标准具还是导致了 620 MHz 的线宽。腔外光栅和腔内标准具一起使用也可以调谐激光波长。图 5.9 给出了实验装置和使用两根不同长度光纤时的调谐曲线,该激光器的调谐范围可达 70 nm[23],在 1.52 ~ 1.57 μm 波长范围获得了超过 250 mW 的输出功率。



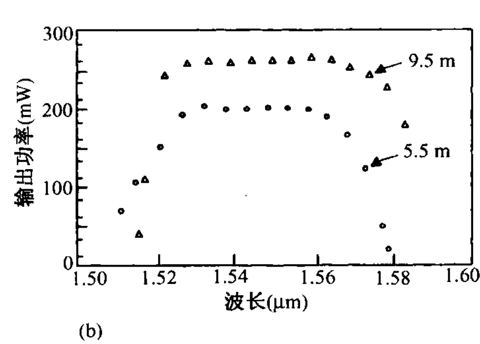


图 5.9 宽带可调谐 EDFL 的(a) 实验装置和(b) 调谐曲线[23]

可调谐 EDFL 还可以采用环形腔结构[62~67]。一种常用方法是使用电控光纤腔内标准具。到 1991 年,这种 EDFL 的阈值已降到较低的水平(吸收的泵浦功率为 2.9 mW),斜率效率为 15%,调谐范围达 60 nm[64]。经过精心设计,这种激光器的输出线宽可窄至1.4 kHz[63]。通过优

化设计一台 EDFL,获得了 15.6 mW 的输出功率,斜率效率为 48%(以吸收的泵浦功率计算为 68%),调谐范围为 42 nm(在 3 dB 处)[67]。

许多其他调谐方法也可用于光纤激光器。在一个实验中,利用应力感应双折射使光纤激光器的调谐范围达到 33 nm[66];在另一个实验中,用反射式马赫-曾德尔干涉仪作为环形激光器腔内的波长选择损耗元件,调谐范围达到 39 nm[68]。其调谐原理是,通过电光效应或施加应力的方法控制干涉仪一臂的光程长度,使腔内损耗最小的波长改变。

光纤光栅也能够用来改善 EDFL 的性能[69]。早在 1990 年,就用布拉格光栅实现了 EDFL 的窄线宽(约为 1 GHz)输出[36]。从此,基于各种原因,光纤光栅广泛应用于 EDFL 中[70~77]。其中一种最简单的构造是将铒光纤的每一端分别与一个光纤布拉格光栅熔接,形成一个 F-P 腔,借用半导体激光器中的术语,这样的器件称为分布布拉格反射器(distributed Bragg reflector, DBR)激光器[78]。DBR 光纤激光器能够连续调谐,同时具有窄线宽输出特性[70]。通过缩短光纤长度,还可以使其单纵模振荡。在一种新颖的结构中,EDFL 可以在两个不同波长上振荡,同时具有窄线宽特性,其方法是在光纤上制造两个不同的光栅或用一个具有双峰反射率的光栅[71]。

多重光纤光栅可用于制造耦合腔光纤激光器。这种激光器可同时工作在两个不同的波长(间隔 0.5 nm)上,这样每条谱线稳定在 3 MHz 以内,线宽仅为 16 kHz[72]。光纤光栅已用于制造高效且低噪声的 EDFL。在这样的激光器中,输出功率可达 7.6 mW,无自脉动效应;在频率高于 10 MHz 时,相对强度噪声(RIN)低于 -145 dB/Hz[73]。使用主振荡器/功率放大器(MOPA)结构可以获得更高的输出功率,在这种结构中,光纤激光器作为主振荡器通过芯内布拉格光栅与光纤放大器耦合。使用这种结构并加入主动反馈,已经获得了 62 mW 的输出功率,同时使相对强度噪声在所有频率上低于 -110 dB/Hz[74]。

5.2.4 DFB 光纤激光器

另一种感兴趣的方法是制造分布反馈(distributed feedback, DFB)光纤激光器[79~86]。与半导体激光器类似[78],将光纤布拉格光栅直接写在提供增益的掺铒光纤内。正如在第 1 章中讨论的,光纤布拉格光栅的几个变种,如相移光栅、啁啾光栅或取样光栅都能用来改善 DFB 光纤激光器的性能。布拉格波长略有不同的多重光栅也可以写在同一根掺杂光纤中,因此可形成几个级联在一起的 DFB 激光器。

DFB 激光器的主要优点是,它能工作在线宽相当窄(约为 10 kHz)的单纵模状态。图 5.10 给出了 DFB 激光器的构造以及在 3 种泵浦方式下其输出线宽随泵浦功率的变化关系[85]。该 DFB 激光器包含一个 5 cm 长的光纤布拉格光栅,其相移偏离中心 3 mm,激光器置于铜热沉上,用波长为 977 nm 的两台半导体激光器泵浦。因泵浦功率和泵浦方式的不同,测得的激光线宽在 20 ~ 40 kHz 范围内变化。令人惊讶的是,输出线宽并不像理论预期的那样随激光功率反比变化[78]。实际上,对于双向泵浦的情形,线宽好像随输出功率线性增加,泵浦噪声感应的温度起伏是导致这一反常行为的主要原因。

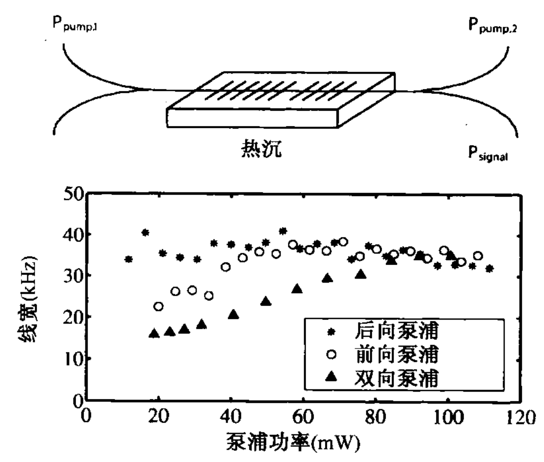


图 5.10 激光器结构和测得的线宽与泵浦功率的关系[85]

从实际的角度看,若激光波长在调谐的同时能保持窄线宽特性,会增加其使用价值。由于激光波长是由与光栅周期 Λ 有关的布拉格波长 $\lambda_B=2\bar{n}\Lambda$ 决定的,因此可以通过改变有效模折射率 $\bar{n}$ 或物理长度 Λ 实现对激光波长的调谐。通过改变温度或施加应力,可以使有效模折射率 $\bar{n}$ 在一定程度上变化,但调谐范围通常限制在 6 nm 左右;通过拉伸或挤压光纤可以改变光栅周期 Λ。1994 年,利用挤压光纤的方法使 DBR 光纤激光器在 32 nm 波长范围可调[74]。在 2002 年的一个实验中[83],通过将光纤激光器嵌在可弯曲的材料中,实现了 27 nm 的调谐范围。

能同时发射几个波长的多波长光源对 WDM 光波系统十分有用,光纤激光器即可用于此目的,并出现了几种不同方案[87~91]。1993 年,利用耦合腔结构实现了双频光纤激光器[71],后来用液氮将掺杂光纤冷却至 77 K,从而将增益谱的均匀加宽减小到 0.5 nm 以下,结果实现了 29 个波长的同时输出[89]。另外,还可以采用含有几米长掺杂光纤的长腔结构,采用腔内梳状滤波器来实现波长选择[87]。在一个双滤波器方案中,将一个可调谐梳状滤波器与一组光纤光栅相结合,能实现多波长输出,这种多波长光源可在微秒量级的开关时间精确预选择波长[90]。

在另一种不同的方法中,将多台 DFB 光纤激光器的输出组合到一起,从而形成一个多波长光源。在 1997 年的一个实验中[81],将布拉格波长略有不同的 5 个光栅串联起来,并用一台半导体激光器泵浦。在另一种设计中[82],采用并行结构将工作波长相差 0.4 nm 的多台 DFB 光纤激光器组合在一起,实现了一台适于 WDM 应用的 16 波长发射机,用光纤耦合器将不同激光器的输出组合在一起,并且使每台泵浦激光器为所有光纤激光器提供泵浦波。图 5.11 给出了这样的 8 波长发射机的设计示意图。还可以用一台高功率激光器同时泵浦所有 DFB 光纤激光器,在 2003 年的一个实验中,一台输出功率为 1 W 的掺镱光纤激光器则用于此目的[84]。

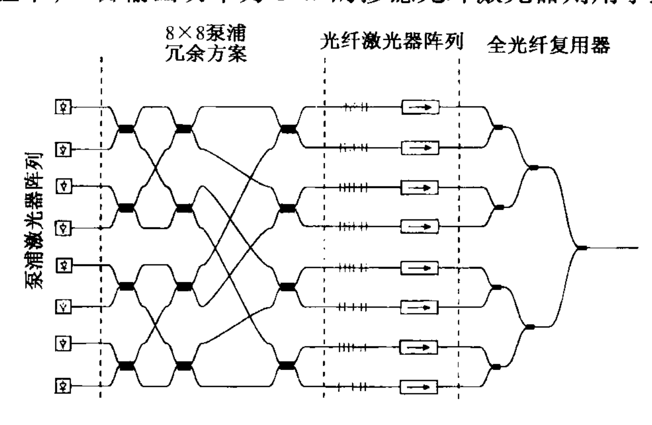


图 5.11 8 波长发射机的设计示意图[82]

一些应用要求窄线宽、低强度噪声的高功率激光输出,基于此原因,能输出高功率的 DFB 光纤激光器引起人们的极大兴趣[92~95]。MOPA 结构是实现此目的的最合适的方案,在这种结构中,DFB 主振荡器的输出在高增益功率放大器中被放大。早在 1994 年,MOPA 结构就被用来提供 60 mW 的输出[74]。在 1999 年的设计中,输出功率增加到 166 mW,同时保持小于 – 160 dB/Hz 的相对强度噪声。到 2003 年,MOPA 已经能提供接近 100 W 的输出功率[94]。

图 5.12 给出了在 1552 nm 波长能发射 83 W 功率的 MOPA 的设计[95],SMF,HR,HT 分别代表单模光纤、高反和高透。低功率级(虚框)包含一台能发射 10 mW 功率的 13 kHz 线宽的 DFB 光纤激光器(主振荡器),一台扰偏器以及两台能将功率提升到接近 2 W 的 EDFA。高功率放大器用 3.5 m 长的双包层光纤(芯径 30 μm)制作,在 975 nm 波长后向泵浦;两个二色镜确保大部分泵浦功率注入光纤中而没有任何反馈。输出被放大后其线宽接近输入值,能提取的最大功率

受限于 SBS。对于窄带信号,由式(5.2.2)并设 $\Delta\nu_L/\Delta\nu_B = 1$ 可以得到 SBS 的阈值功率(估计为 84 W)。如前面所述,当窄带信号在光纤放大器内被放大时,最重要的限制因素是 SBS 这种非线性现象。但是,通过适当设计,已经用掺镱光纤激光器实现了接近 500 W 的功率输出[96]。还需要强调的是,如果脉冲比声学声子的寿命短得多,则 SBS 问题不会对光脉冲的放大造成损害[55]。

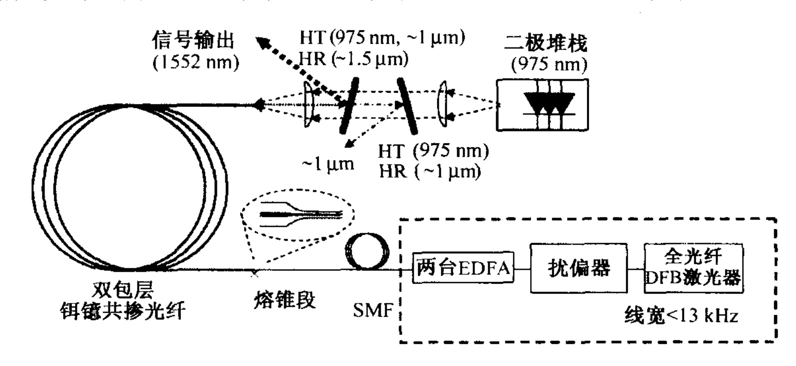


图 5.12　高功率主振荡器/功率放大器(MOPA)[95]

5.2.5　自脉动和混沌

一些光纤激光器即使在连续泵浦条件下也能发射光脉冲序列,这种现象称为自脉动(self-pulsing),它是激光器不稳定性的一个特例,产生于多种激光器中[97]。自脉动的产生需要激光腔内部的非线性机制,现已观察到了掺铒光纤激光器中的自脉动现象,其起因归于两种不同的非线性机制[98~102]。一种模型是,铒原子团簇内离子与离子间的互作用产生自脉动[98];另一种模型表明,自脉动产生于弛豫振荡的不稳定性[100],这种机制也能导致半导体激光器中的自脉动行为[97]。自脉动的这一起源已由实验证实[102],在此实验中将掺铒光纤同时掺铝,以减小石英纤芯中铒离子团簇的产生。事实上,脉冲重复频率与弛豫振荡频率十分吻合。将速率方程模型进行推广,并将泵浦光的激发态吸收包括在内,实验中观察到的自脉动的大部分特性都可以用此模型再现出来。

众所周知,自脉动经常会在激光器输出端以倍周期或准周期路径产生光学混沌[97]。光纤激光器中的混沌行为归因于几种不同的非线性机制[103~108]。由于光纤激光器属于 B 类激光器,单模速率方程不能预言混沌的存在[97];然而通过泵浦调制、光学反馈或外部注入,可以感应混沌产生[99]。对于光纤激光器,光场中两正交偏振分量间的非线性耦合也能产生混沌现象。在一组有趣的实验中,掺铒光纤激光器中的混沌起源于非线性极化动力学,它在短于激光器腔内往返时间的时间尺度内发生[106]。激光腔内的两偏振分量间通过交叉饱和与增益共享实现非线性耦合,腔内的偏振控制器起到半波片的作用,并引入附加的耦合。图 5.13 给出了两偏振分量的混沌功率起伏。实验观察到了各种不同的混沌图样,这取决于泵浦功率和损耗大小。利用随机延迟差分模型,可以对实验结果进行很好的模拟。

通常,两混沌光纤激光器的输出是不同步的,若信号是通过调制混沌激光器的输出产生的,则利用这一特征可以以一种保密方式进行数据传输。已有一些实验采用混沌光纤激光器来验证保密光纤通信的可行性[109~111]。在一组实验中,将信号注入到激光腔内的 EDFA 中,从而把它施加于混沌波形上[109],然后将激光输出通过 35 km 长的光纤链路传输。在接收端,部分混沌信号注入另一台 EDFL 中,其设计与发射端的 EDFL 几乎完全相同,以实现对混沌信号的同步。由于这种同步性,从余下的接收信号中能恢复原始数据。更多的细节可见 2005 年该领域的一篇综述文章[111]。

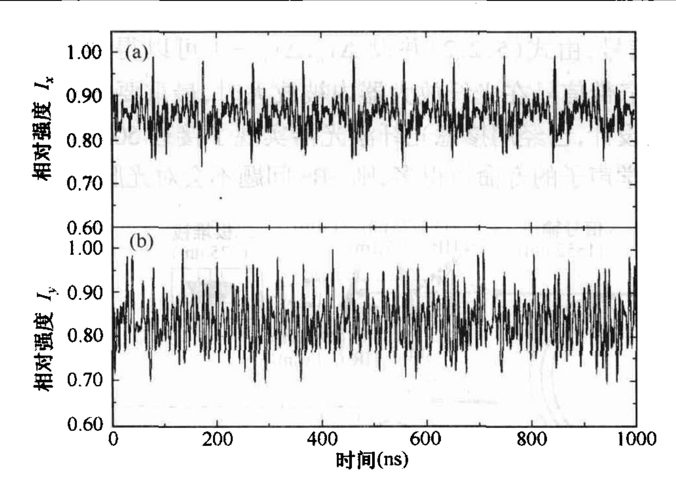


图 5.13 在 EDFL 输出端实验观测到的两偏振分量的混沌功率起伏[106]

5.3 短脉冲光纤激光器

有两种技术可用于产生短光脉冲,即 Q 开关(Q-switching)技术和锁模(mode locking)技术[28~30],它们又都能用主动或被动两种方式启动。Q 开关技术产生纳秒脉冲,而锁模技术可以产生宽度小于 100 fs 的超短脉冲。通过适当设计,光纤激光器能够产生能量超过 1 mJ 且峰值功率超过 100 kW 的脉冲。这一节将介绍 Q 开关和主动锁模技术,被动锁模技术将在 5.4 节中讨论。

5.3.1 Q 开关光纤激光器

主动 Q 开关要求一个能周期性开启的类似光门的器件,大部分时间内它使腔损耗增加,但在短时间内又可使腔损耗降下来,从而建立起 Q 开关脉冲。早在 1986 年,就利用腔内声光调制器从光纤激光器中产生 Q 开关光脉冲[5]。不久以后,也采用了被动 Q 开关技术。在 1999 年的一个实验中[112],利用 MOPA 结构产生了能量为 0.1 mJ 的被动 Q 开关脉冲,其中用到了具有相对较大模场面积(300 μm^2)的两段掺铒光纤(长度分别为 60 cm 和 79 cm),一个半导体布拉格镜作为可饱和吸收体用于启动被动 Q 开关。

对于光纤激光器而言,Q 开关仍是一种有用的技术,因为它能产生波长在覆盖整个增益谱的一个宽范围内可调谐的高峰值功率(大于 1 kW)脉冲[113~119]。在 1999 年的一个实验中[113],双包层掺镱光纤激光器产生的 Q 开关脉冲可以在 1060 ~ 1100 nm 范围内调谐,同时保持峰值功率高达 2 kW。不久,利用包层泵浦的掺镱光纤激光器在 500 Hz 重复频率下获得了能量达 2.3 mJ 的脉冲,而且更高重复频率下的平均功率大于 5 W[114]。到 2004 年,已经能产生重复频率为 10 kHz 且能量为 1.2 mJ 的 37 ns 脉冲[118]。尽管光纤芯径为 40 μm,激光器仍能工作在单模状态,而且输出光束的质量较高。这些实验大部分利用了主动 Q 开关技术,输出脉冲宽度在 40 ns ~ 10 μs 范围,这和光纤长度、腔损耗及泵浦功率有关。一般来说,泵浦功率越高,光纤长度越短,输出脉冲就越窄。

SRS 和 SBS 通过几种方式影响 Q 开关光纤激光器。与连续激光器的情形类似,SRS 和 SBS 限制了实际应用中能够实现的最大峰值功率。基于此原因,为产生高峰值功率,经常用具有大有效模场面积(大于 400 μm^2)的相对短(小于 10 m)的光纤。但是,SRS 和 SBS 还可以用来增强

Q 开关过程[120~125]。在 1997 年的一个实验中[120]，用分布瑞利散射和受激布里渊散射启动掺镱光纤激光器的自 Q 开关，而且脉冲序列的频谱被级联 SRS 展宽，几乎形成超连续谱。

在 1998 年的一个实验中[121]，通过掺钕光纤激光器中的 SBS 将观察到的 Q 开关脉冲的峰值功率提高了 10 倍以上。与用主动 Q 开关技术产生的脉冲相比，该激光器还能发射更短的脉冲(2 ns)。当将一段 10 m 长的单模光纤与掺钕光纤相连后，SBS 的作用变得很明显。无源光纤内产生的后向传输斯托克斯脉冲进入激光腔，其中斯托克斯脉冲的宽度由 SBS 动力学描述。在每个脉冲的一个较短的持续时间内，这一 SBS 感应的反馈大幅度增加了激光腔的 Q 因子。由于 SBS 过程的随机性，这些短脉冲的重复频率不稳定，利用声光调制器可以稳定脉冲重复频率。利用这一 SBS 增强的 Q 开关效应，在 2004 年实现了峰值功率为 175 kW 的 Q 开关脉冲[123]，方法是在 975 nm 波长用 8.3 W 的泵浦功率泵浦 20 m 长的掺镱光纤(芯径为 10.6 μm)。图 5.14 给出了 Q 开关脉冲的能量和平均功率随重复频率(由调制器决定)的变化情况，Q 开关脉冲约为 5 ns 宽，能量约为 1 mJ。而且，借助于衍射光栅，Q 开关脉冲的中心波长可在 60 nm 以上范围调谐。

从物理学的角度看，一个有趣的问题是，为什么 SBS 能导致相对短脉冲的自 Q 开关效应？众所周知，即使在未掺杂光纤中 SBS 也能导致自脉动现象[55]，这样就毫不意外了。自脉动能在含有掺杂光纤的激光器中产生，而且由于掺杂光纤提供了增益，更容易达到 SBS 阈值。确实，在 2000 年的一个实验中观察到了自脉动行为[122]，该实验将 4 m 长的掺镱光纤置于 F-P 腔内并连续泵浦。脉冲宽度接近 100 ns，而且脉冲与脉冲间的宽度和峰值功率也有变化，这一区域与高峰值功率的更短 Q 开关脉冲形成的区域有明显不同。为理解这种脉冲的形成，有必要采用描述 SBS 动力学的耦合振幅方程，该方程在本书原理篇 9.4 节中给出[55]。另外，还应考虑通过级联 SBS 产生的多级斯托克斯波，并将导致自发瑞利散射和自发布里渊散射的噪声源包括在内[124]。

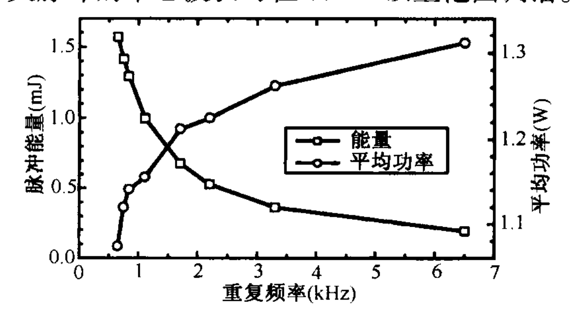
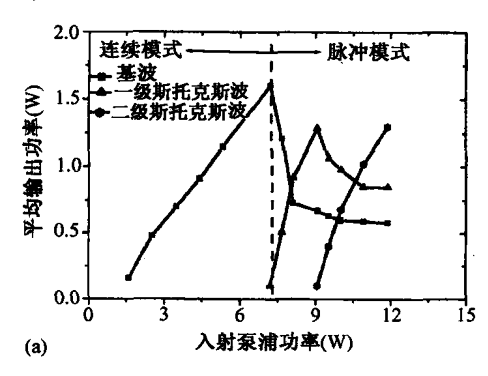


图 5.14　测得的 Q 开关脉冲的能量和平均功率随重复频率的变化关系[123]

若掺镱光纤连接一段相对长的掺锗光纤(喇曼散射在其中发生)，则 SRS 也能启动 Q 开关[125]。无源光纤最初起高损耗元件的作用，但一旦 SRS 发生，它能提供喇曼增益，这两个特性类似于可饱和吸收体。在低泵浦功率下，这样的激光器以连续方式工作；但当泵浦功率足够高，能启动无源光纤内的 SRS 时，便会发射 Q 开关脉冲。图 5.15 给出了这种激光器的平均输出功率随输入泵浦功率的变化关系[见图 5.15(a)]，以及在高功率下观察到的三峰频谱[见图 5.15(b)]。当 1168 nm 处的斯托克斯功率强到达到 SRS 阈值时，就会形成 1232 nm 的峰。发射的脉冲在三个波长处的宽度分别为 150 ns，70 ns 和 60 ns，它们的重复频率取决于腔长，在本实验条件下小于 1 MHz。

在另一种不同的方案中，利用 MOPA 设计来产生高能量的脉冲，光脉冲从非光纤主振荡器中产生，并在掺镱光纤放大器中放大[126~128]。到 2005 年，用这种方案已能产生峰值功率超过 1 MW 的脉冲。在一个实验中，将工作在 1064 nm 的半导体激光器作为主振荡器，当其输出的 500 ns 脉冲被三台掺镱光纤放大器组成的链路放大后，产生了能量高达 82 mJ 的输出脉冲[126]。最后一台放大器含芯径为 200 μm 且内包层直径为 600 μm 的 3.5 m 长的双包层光纤。在 2006 年的一个实验中[128]，被动 Q 开关微芯片激光器产生的重复频率为 9.6 kHz 且能量为 6 μJ

的 1 ns 宽脉冲,作为三级光纤放大器的种子光,最后一级放大器用 90 cm 长的掺镱棒状光子晶体光纤制作,其芯径为 100 μm,内包层直径为 290 μm,外包层直径为 1500 μm。图 5.16 给出了放大脉冲的能量(圆点)和平均功率(实线)随入射泵浦功率的变化关系,两个插图分别给出能量为 4.3 μJ 的脉冲频谱和最后一级放大器所用光纤的横截面。



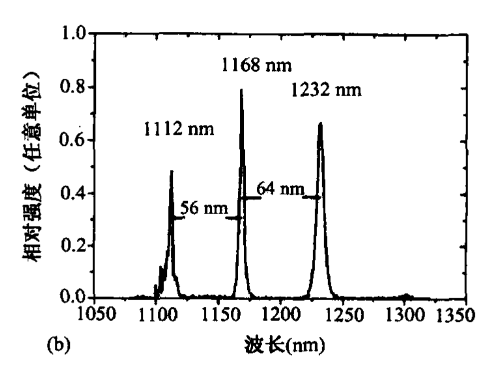


图 5.15 (a) 平均输出功率随入射泵浦功率的变化关系;(b) 高功率下观察到的三峰频谱[125]

以上讨论清楚地表明,对产生强纳秒脉冲的光纤激光器来说,Q 开关是一种非常有用的方法。若需要更短的脉冲,则必须利用锁模技术,它能产生短于 100 fs 的脉冲。历史上,在 1988 年利用二极管阵列泵浦的掺钕光纤激光器产生了 120 ps 的锁模脉冲[14]。从 1989 年起,注意力集中到发展锁模掺铒光纤激光器上来,因为它在光波系统中有着潜在的应用[26]。下面就将讨论锁模的物理机制。

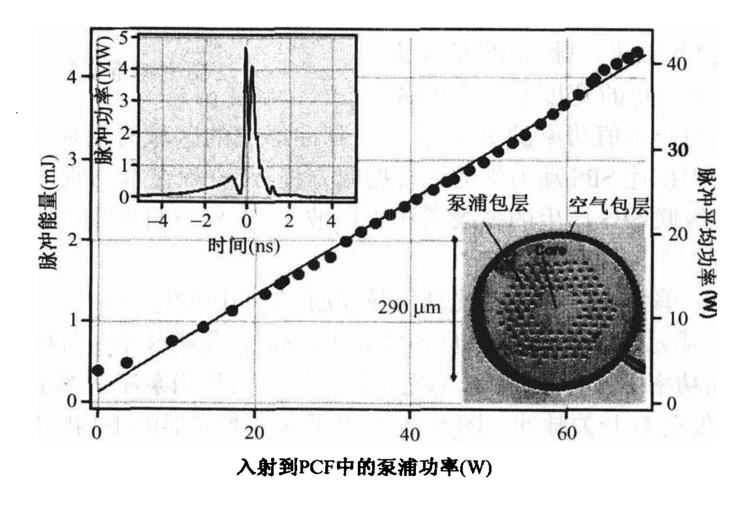


图 5.16 放大脉冲的能量和平均功率随入射泵浦功率的变化关系[128]

5.3.2 锁模的物理机制

光纤激光器同时运转在位于增益带宽内的大量纵模上。纵模的频率间隔为 $\Delta\nu = c/L_{opt}$,其中 L_{opt}是腔内往返一次的光学长度。多纵模运转是由与光纤激光器的纵模间隔($\Delta\nu \approx 10$ MHz)相比很宽的增益谱决定的。总光场可写为 $E(t) = \sum_{m=-M}^{M} E_m \exp(i\phi_m - i\omega_m t)$,其中 E_m,ϕ_m 和 ω_m 分别是第 m 个纵模的场振幅、相位和频率,模式总数为 $2M+1$ 个。如果所有模式都独立运转,

其相位间没有确定的关系，则总强度 $|E(t)|^2$ 中干涉项的平均效果为零，这就是多模连续激光器的情形。

锁模发生的条件是，各纵模相位同步，任意相邻纵模的相位差锁定在一个常数值ϕ，即$\phi_m-\phi_{m-1}=\phi$。这种相位关系意味着$\phi_m=m\phi+\phi_0$；模式频率 ω_m 可写为 $\omega_m=\omega_0+2m\pi\Delta\nu$。利用这些关系并为简单起见假设所有模式都有相同的振幅 E_0，则总光强 $|E(t)|^2$ 可以解析求出，并由下式给出[30]：

$$|E(t)|^2=\frac{\sin^2[(2M+1)\pi\Delta\nu t+\phi/2]}{\sin^2(\pi\Delta\nu t+\phi/2)}E_0^2 \tag{5.3.1}$$

对 9 个耦合模($M=4$)，总光强 $|E(t)|^2$ 如图 5.17 所示。它是时间的周期函数，周期 $\tau_r=1/\Delta\nu$ 恰好是光在激光腔内一次往返所需的时间，因而激光器输出脉冲序列的相邻脉冲间隔为 τ_r。这一结果可以简单地解释为，在谐振腔内循环的单个脉冲每次到达输出耦合器，就会有一部分能量输出。

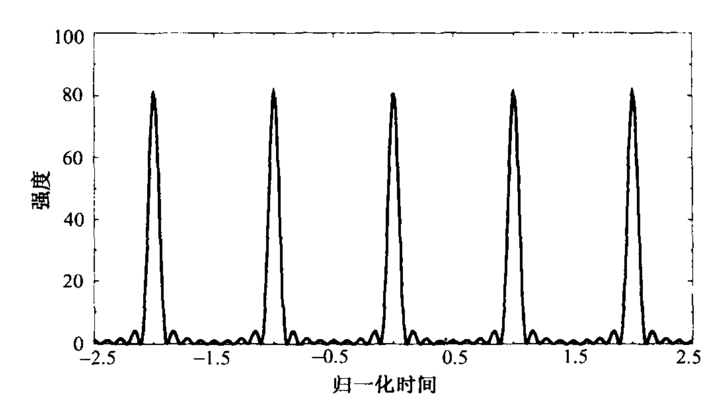


图 5.17　9 个等振幅的模式被锁定后形成的脉冲序列

由式(5.3.1)还可以估计出脉冲宽度为 $\tau_p=[(2M+1)\Delta\nu]^{-1}$。因为$(2M+1)\Delta\nu$ 代表所有相位锁定的纵模的总带宽，所以脉冲宽度与不同纵模的相位能够同步的频谱带宽成反比关系。脉冲宽度和增益带宽 $\Delta\nu_g$ 的准确关系依赖于增益加宽特性(均匀加宽或非均匀加宽)。

5.3.3　主动锁模

主动锁模要求以等于(或整数倍于)模式间隔 $\Delta\nu$ 的频率f_m 调制腔内光场的振幅或相位。根据所调制的是振幅还是相位，分别称为 AM(振幅调制)或 FM(频率调制)锁模。锁模过程可定性理解为，AM 和 FM 都产生调制边带，这些边带以调制频率 f_m 分开；当 $f_m\approx\Delta\nu$ 时，这些边带与相邻模式交叠，这样的交叠导致了相位同步。锁模过程可以用一组多模速率方程模拟，其中每一模式的振幅耦合到与之最近的相邻模式中[28]。

也可以在时域中理解脉冲的形成过程。图 5.18 给出了 AM 锁模的情况，腔内损耗被以频率 $\Delta\nu$ 调制。因为损耗越小，产生的光子数越多，所以腔内光场也以相同的频率被调制。这种光强上的微小差异经过腔内的多次往返后不断加强，激光器就能稳定地输出一个锁模脉冲序列；或者用另一种方式表达为，对于脉冲工作方式，激光阈值更低，结果激光器产生的是脉冲序列而不是连续光输出。

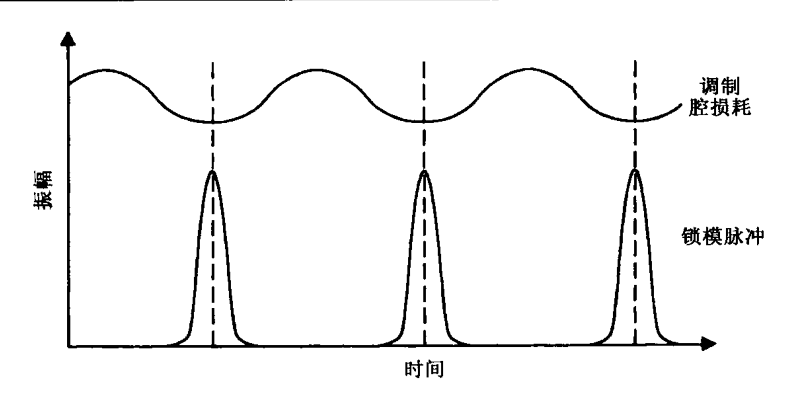


图 5.18 通过调制腔损耗实现主动 AM 锁模的示意图,脉冲在腔损耗最小的位置生成

锁模的时域理论考虑了锁模脉冲在激光腔内一次往返的演化过程[129~131]。按照惯例,即使脉冲振幅 $A(z,t)$被增益介质和调制器改变,在稳态条件下,经过一次往返后脉冲振幅也应恢复其原始值。将 4.3 节中推导的适用于光纤放大器的金兹堡–朗道方程做些改动,即加入振幅调制器和腔镜引入的损耗,就可用于光纤激光器。这要求用下式替换式(4.3.15)中的损耗参量 α:

$$\alpha=\alpha_c+\alpha_M[1-\cos(\omega_M t)] \tag{5.3.2}$$

式中,α_c 表示腔的总损耗,α_M 是调制器引入的频率为 ω_M 的周期性附加损耗。对于光纤激光器,方程(4.3.15)变为

$$\frac{\partial A}{\partial z}+\frac{i}{2}(\beta_2+ig_cT_2^2)\frac{\partial^2 A}{\partial t^2}=i\left(\gamma+\frac{i}{2}\alpha_2\right)|A|^2A+\frac{1}{2}(g_c-\alpha)A \tag{5.3.3}$$

式中,g_c 是饱和增益在整个腔长 L 上的平均值,参量 T_2 反比于增益带宽,即 $T_2=1/\Omega_g$。这一方程有时称为锁模基本方程(master equation of mode locking)[131]。

首先考虑群速度色散(GVD)和自相位调制(SPM)效应可以忽略的情形,即令方程(5.3.3)中的 $\beta_2=0$, $\gamma=0$;双光子吸收也能忽略不计($\alpha_2=0$)。若将 $\cos(\omega_M t)\approx 1-\frac{1}{2}(\omega_M t)^2$ 代入式(5.3.2),并假定脉宽比调制周期小得多,则方程(5.3.3)变为

$$\frac{\partial A}{\partial z}=\frac{g_c}{2}\left(A+\frac{1}{\Omega_g^2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2}\right)-\frac{1}{2}\left(\alpha_c+\frac{1}{2}\alpha_M\omega_M^2t^2\right)A \tag{5.3.4}$$

在稳态条件下,寻找形式为 $A(z,t)=B(t)\exp(iKz)$的解,式中 $B(t)$决定了脉冲形状。所得关于 $B(t)$的常微分方程与谐振子的方程完全相同,并有下面厄米特–高斯(Hermit-Gauss)函数形式的解[131]:

$$B_n(t)=C_nH_n(t/T_0)\exp[-\tfrac{1}{2}(t/T_0)^2] \tag{5.3.5}$$

式中,$n=0,1,2,3\cdots$,H_n 是 n 阶厄米特多项式,

$$T_0=[2g_c/(\alpha_M\Omega_g^2\omega_M^2)]^{1/4} \tag{5.3.6}$$

是锁模脉冲宽度的量度,C_n 是与脉冲能量有关的归一化常数。

在稳态条件下,传输常数 K 应为实数,这一要求导致如下条件:

$$g_c=\alpha_c+\alpha_M\omega_M^2T_0^2(n+\tfrac{1}{2}) \tag{5.3.7}$$

上式提供了激光器支持的不同厄米特–高斯时间模所需的饱和增益。$n=0$ 时的增益最低,主动

锁模激光器发射高斯脉冲,其半极大全宽度(FWHM) $T_p \approx 1.665 T_0$。脉冲宽度与增益带宽 Ω_g 及调制频率 $\omega_M \approx 2\pi \cdot \Delta\nu$ 有关,其中 $\Delta\nu$ 是激光腔的纵模间隔。

当方程(5.3.3)中包括 GVD 和 SPM 效应时,情况就有了很大的不同。在无增益和损耗时,此方程简化为 NLS 方程并有在本书原理篇第 5 章中讨论的孤子解[55],对应基阶孤子的解为

$$A(z,t) = \sqrt{P_0}\,\mathrm{sech}(t/T_s)\exp(iz/2L_D) \tag{5.3.8}$$

式中,峰值功率 P_0 和宽度 T_0 通过常规孤子条件

$$N^2 = \gamma P_0 T_0^2/|\beta_2| = 1 \tag{5.3.9}$$

相关,其中 N 是孤子阶数。

一个重要问题是,激光器腔内的增益和损耗是如何影响 NLS 孤子的。若 GVD 和 SPM 效应对脉冲的形成起主导作用,则锁模脉冲应具有基阶孤子特征,即脉冲应是双曲正割形,而不是前面所预期的在无 GVD 和 SPM 时的高斯形。利用孤子微扰理论已得到了稳态孤子脉冲的宽度,结果表明,当孤子效应十分明显时,锁模脉冲比式(5.3.5)的预期值短得多。最大的可能减小因子被限制在[132]

$$(T_0/T_s)^2 < \tfrac{1}{2}\left(3d_g + \sqrt{9d_g^2 - \pi^2}\right) \qquad d_g = \mathrm{Re}\left(\sqrt{1 + i|\beta_2|\Omega_g^2/g_c}\right) \tag{5.3.10}$$

通常,脉冲随反常 GVD 的增加而变窄;当 $|\beta_2| = 5g_c/\Omega_g^2$ 时,脉宽变为原来的一半(即 $T_0/T_s = 2$)。同时也要注意到,形成孤子要求有最小的 GVD 值。

对于 FM 锁模,用相位调制器影响通过它的光的相位,这种情形下可以用下式代替式(5.3.2):

$$\alpha = \alpha_c + i\Delta_M \cos(\omega_M t) \tag{5.3.11}$$

式中,Δ_M 是调制深度。在不考虑色散和非线性时,锁模方程(5.3.3)预测,锁模脉冲保持高斯形(与 AM 的情形类似)但带有线性啁啾。在 1996 年的一项研究中,用一种简单方式将色散效应包括在内[133]。

最近,主动锁模光纤激光器的半解析理论得到了发展[134],它将色散和非线性效应同时考虑在内。该理论假定在光纤激光器腔内形成以下形式的自孤子:

$$A(z,t) = a[\mathrm{sech}(t/\tau)]^{1+iq}\exp(i\phi) \tag{5.3.12}$$

式中,4 个脉冲参量 α, τ, q 和ϕ分别代表脉冲的振幅、宽度、啁啾和相位。在激光脉冲的建立过程中,这 4 个参量在不同的往返时间内是变化的,但达到稳态后最终都获得常数值。采用矩方法来寻求描述这些参量动态演化的常微分方程。这些方程揭示了在 FM 锁模脉冲的建立过程中,脉冲能量 E_p,宽度 τ 和啁啾 q 是如何在掺镱光纤激光器中从一次往返到下一次往返变化的,以及最终如何达到稳态的。

半解析分析方法已用于掺镱光纤激光器的 AM 和 FM 锁模。在这两种情形中,脉冲在大量往返过程中演化。实际上,在脉冲参量达到其稳态值之前,对于 FM 锁模,成千上万次的往返是必要的[135]。通常,当腔内色散为正常色散时,到达稳态需要的时间更长。一个感兴趣的问题是,脉冲宽度 τ 和啁啾参量 q 是如何依赖于平均腔色散β_2 和非线性参量 γ 的? 图 5.19 给出了 AM 锁模情形的这一依赖关系,其中参量取值为:$g_c = 0.55\ \mathrm{m}^{-1}$, $\alpha = 0.17\ \mathrm{m}^{-1}$, $T_2 = 47$ fs,图 5.19(a)和图 5.19(c)中 $\gamma = 12\ \mathrm{W}^{-1}/\mathrm{km}$,图 5.19(b)和图 5.19(d)中 $\beta_2 = 0.015\ \mathrm{ps}^2/\mathrm{km}$,腔长为 2 m。由图 5.19 可见,这些参量的稳态值还依赖于是正常色散还是反常色散。特别是,脉宽 τ 在正常色散情况下更大一些。注意,对于正常 GVD 的情形[见图 5.19(a)和图 5.19(b)],τ 随

$|\beta_2|$的增加而增大;但当净 GVD 为负值时[见图 5.19(c)和图 5.19(d)],τ 随$|\beta_2|$的增加而减小。脉冲参量还依赖于 γ 的数值,这意味着掺杂光纤中的 SPM 效应起重要作用。主要结论是,金兹堡-朗道方程能描述锁模光纤激光器中的脉冲动力学行为,而且这样的激光器工作在 4.5 节中讨论的自孤子区域。

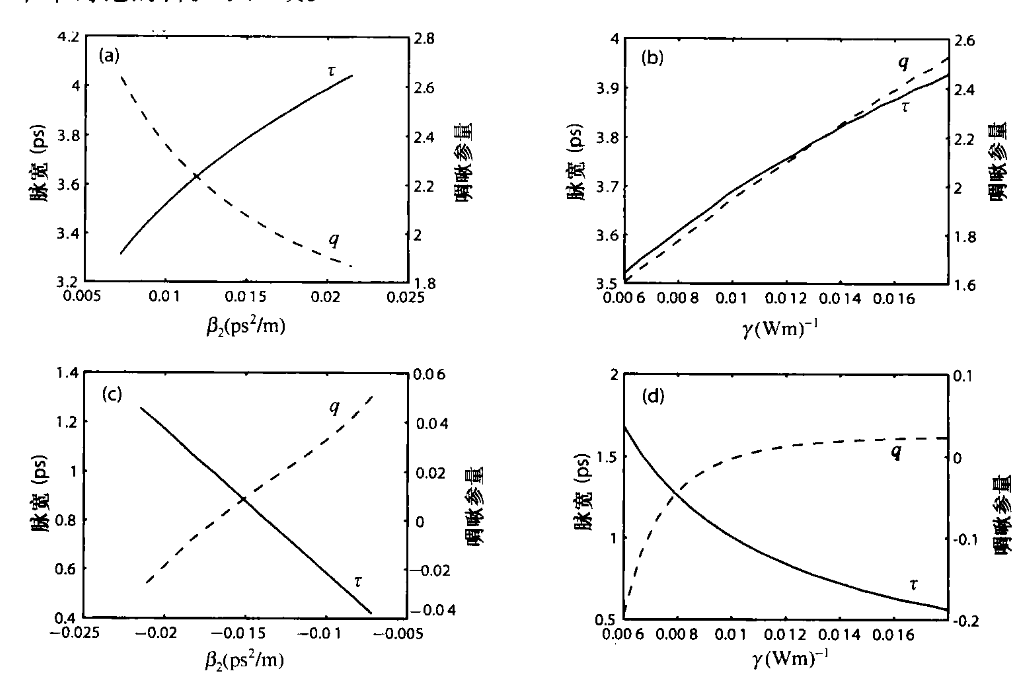


图 5.19　脉宽 τ 和啁啾参量 q 随β_2 和 γ 的变化关系

5.3.4 谐波锁模

光纤激光器中最常用的主动锁模技术利用了振幅或相位调制器,声光和电光调制器都已用于主动锁模。然而,由于多数体调制器的尺寸较大,因此不适合用于光纤激光器。当光耦合进调制器或从调制器输出时,体调制器还能引入较大的耦合损耗。而波导型 $LiNbO_3$ 电光调制器则是个例外,这种调制器的尺寸较小,能够以相当低的耦合损耗集成在光纤腔的内部,调制频率可达 40 GHz[136]。基于此原因,锁模光纤激光器通常采用 $LiNbO_3$ 调制器。

最初,主动锁模 EDFL 产生的脉冲的宽度在 10 ps 以上。在 1989 年的一个实验中[137],利用包含具有较大反常 GVD 的 2 km 长的常规光纤构成的环形腔,获得了脉宽为 4 ps 的锁模脉冲,产生如此短的光脉冲应归因于环形腔内的孤子效应。事实上,脉冲峰值功率与由式(5.3.9)得到的基阶孤子所需的峰值功率十分一致。由推知的双曲正割形状和测得的时间-带宽积为 0.35,也证实了发射脉冲的类孤子特性。在一个采用 F-P 腔的 FM 锁模实验中,脉宽被进一步压缩到2 ps以下[138]。所用光纤仅为 10 m 长,这样纵模间隔约为 10 MHz,又因为输出的双曲正割脉冲近乎无啁啾,时间-带宽积约为 0.3,这种激光器称为光纤孤子激光器(fiber-soliton laser)。激光器输出波长在 1.52 ~ 1.58 μm 范围内可调谐,表明这种 EDFL 能作为光纤通信系统感兴趣的 1.55 μm 波段的可调谐皮秒脉冲源。在这个实验中,$LiNbO_3$ 调制器的调制频率为 420 MHz,其是纵模间隔的整数倍,故这种锁模称为谐波锁模(harmonic mode locking)[28]。

谐波锁模掺铒光纤激光器的工作性能一直在不断改进[139~157]。早在 1990 年,就利用高速

$LiNbO_3$ 调制器将脉冲重复频率提高到 30 GHz[139]，实验采用 30 m 长的环形腔结构，并用一个腔内隔离器实现单向运转。在 1992 年的一个实验中[140]，锁模光纤激光器产生了 3.5 ~ 10 ps 的变换极限脉冲，时间-带宽积为 0.32，重复频率为 20 GHz。系统实验证实，该激光器可用于比特率达 8 Gbps 的孤子通信系统。

谐波锁模光纤激光器遇到的一个常见问题是，除非采取稳定技术，否则无法在较长周期上产生稳定且等振幅的脉冲序列。一种方法是采用相位锁定技术，即将光学相位锁定在调制器的电驱动上，这一方法已成功地得到了验证[141]；另一种方法是采用高精细度 F-P 标准具，其自由光谱范围等于脉冲重复频率，用这种方法制造的稳定的谐波锁模 EDFL 可适用于孤子通信系统[142]。保偏光纤也用于制造主动锁模掺铒光纤激光器，1993 年利用这种激光器产生了重复频率达 40 GHz 的 6 ps 光脉冲序列，波长在 40 ~ 50 nm 的宽范围内可调[143]。

在另一种不同的锁模方法中，将激光器的谐振腔设计成所谓的 σ 形腔，用来制造对外界环境保持稳定的光纤激光器[146]。图 5.20 给出了 σ 形腔的示意图，它由两部分构成：在由保偏光纤构成的环中含有一个 $LiNbO_3$ 强度调制器和一个输出耦合器，该环通过一个偏振分束器与一个线形支路耦合，线形支路由常规光纤构成，无保偏特性。然而在线形支路末端将一个法拉第镜置于腔镜前，法拉第镜能产生正交偏振的反射光，结果光在线形支路的每一次往返过程中，所有双折射效应均得到完全补偿。

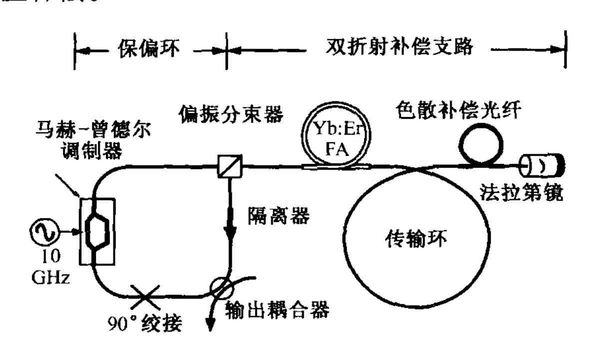


图 5.20 采用 σ 形腔的谐波锁模光纤激光器的示意图[146]

在线形支路中利用色散补偿光纤可以降低平均 GVD 值，这种色散管理技术有很多优点，具体内容将在第 7 章中讨论。必须着重指出的是，由于使用了法拉第镜，σ 形腔在功能上等价于环形腔。在 1996 年的一个实验中[146]，这种 σ 形腔激光器通过孤子整形效应产生了重复频率为 10 GHz 的 1.3 ps 脉冲，同时能保持低噪声和可以忽略的脉冲丢码率。在脉冲中央，脉冲形状接近高斯形，而在脉冲两翼，更接近双曲正割形，这是色散管理孤子的一个众所周知的特征（见第 8 章）。当功率增大时，由于 SPM 感应的非线性相移也增大，脉冲宽度减小，这一特征与式(5.3.9)相吻合。

主动锁模技术要求 $LiNbO_3$ 调制器的调制频率能保持与激光纵模间隔 $\Delta\nu$（或其整数倍）相当精确地匹配，但实际应用中很难实现，这是因为环境的变化将诱导 $\Delta\nu$ 出现起伏。利用再生锁模技术可以自动解决这一匹配问题[144]，在这种技术中，利用时钟提取电路、相位控制器和微波放大器从激光输出中提取频率适当的电信号，然后将其加到调制器上进行调制。即使开始时激光器输出的不是锁模脉冲，其功率谱中仍含有频率对应于纵模间隔整数倍的拍信号，利用这种拍信号通过谐波锁模能产生高重复频率的脉冲序列。早在 1995 年，就利用再生锁模技术产生了 20 GHz 的 1.8 ps 脉冲序列[145]，实验采用保偏光纤元件构成的环形腔结构，同时利用由色散渐减

光纤制成的光纤放大器,将输出脉冲压缩至 0.2 ps 以下。再生锁模激光器的波长能在铒离子增益谱内一个相当宽的范围内调谐,而且重复频率为 10 GHz 的锁模脉冲序列表现出较低的定时抖动(约为 120 fs)和较小的能量起伏(约为 0.2%)[149]。在 1999 年的一个实验中[150],利用再生锁模技术产生了调谐范围在 1530~1560 nm 的 40 GHz 脉冲序列,同时保持脉冲宽度接近 1 ps。

谐波锁模光纤激光器还可以用电反馈回路来稳定,这种反馈回路是用来调节腔长的。该方法已用于 σ 形腔激光器,其腔内含有一个用于精细调节腔长的压电换能器[152],除此之外,腔内还有一个光学滤波器(带宽为 16 nm)。仔细分析该 σ 形腔激光器,可以看出它有三个不同的工作区,图 5.21 给出了锁模脉冲的时域和频域宽度是如何随腔内功率的增大而变化的。功率较低时,石英光纤的非线性效应(SPM)可以忽略不计,激光器产生脉宽接近 5 ps 的高斯脉冲;随着腔内功率的增加,孤子效应随之加强,脉冲变窄,强度变大,并达到某一固定的能量值(与自孤子的要求相同);若平均功率不够高,不能在所有时隙内(由于调制器强行施加的高重复频率)维持这种脉冲,结果脉冲就会以随机方式被丢掉;最后,当腔内功率超过一定值(约为 5 mW)时,激光器发射丢失率可忽略、低噪声、低定时抖动的短光脉冲序列(脉宽为 1~3 ps)。这一特征与基于麦克斯韦-布洛赫方程的数值模拟结果一致[153]。当腔内 GVD 是单一值时,理论预言存在第四个区域,在高功率下此区域中占据同一时隙的脉冲可能超过一个。

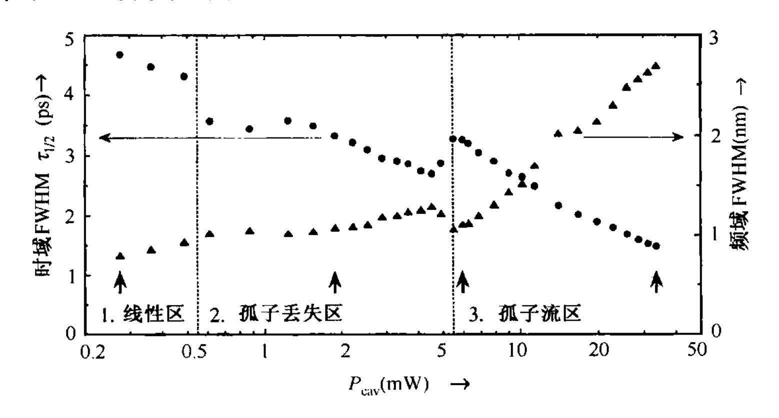


图 5.21 σ 形腔光纤激光器锁模脉冲的时域(•)和频域(▲)宽度随腔内功率 P_{cav} 的变化

通常,利用色散管理技术能显著改善激光器的性能,这有助于降低脉冲序列内锁模脉冲位置处的定时抖动。利用色散管理和保偏光纤的光纤激光器,可以设计出能同时发射具有不同波长的 10 GHz 的两个光脉冲序列[151]。在单波长情形下,利用 AM 锁模产生的脉冲序列的重复频率可达 40 GHz;而利用 FM 锁模光纤激光器已实现了重复频率为 64 GHz 的脉冲输出[148],在此实验中,以 16 GHz 的频率调制光学相位,利用自由光谱范围为 64 GHz 的 F-P 滤波器来启动谐波锁模。到 2003 年,在 EDFL 腔内使用 F-P 滤波器已经能同时输出 24 个波长的锁模脉冲序列[154]。这种光源对 WDM 应用非常有意义。

在高非线性光纤可以实用不久,它们就被用于制造 EDFL。图 5.22 给出了腔内含 10 m 长的保偏光子晶体光纤(PCF,其横截面如插图所示)及 20 m 长的掺铒有源光纤的 EDFL 的设计[155]。无源光纤不仅起到非线性介质的作用,而且还为腔内的色散管理提供了足够大的反常群速度色散。该激光器还能够利用再生锁模技术,更准确地表述为,通过探测 30% 的激光输出功率产生电流,从电流中提取 10 GHz 的时钟信号,然后用它驱动马赫-曾德尔调制器。该激光器能产生重复频率为 10 GHz 且波长在 1535~1560 nm 范围内可调的 1 ps 宽的脉冲,而且还可以工作在 40 GHz 锁模状态下,此时输出脉宽接近 1.3 ps。由于脉冲强度足够大,其频谱可以通过喇曼

感应频移向长波长位移 90 nm。在 2006 年的一个实验中[157]，利用 1 km 高非线性光纤中的四波混频来稳定 EDFL，该 EDFL 被设计成在 4 个等间隔的波长上同时实现锁模输出。

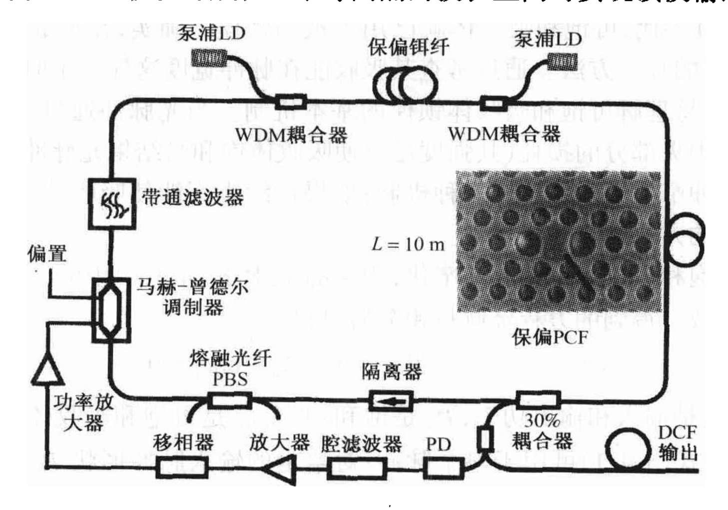


图 5.22　再生锁模 EDFL 的实验装置图[155]

尽管掺镱光纤激光器目前通常采用被动锁模，但也曾采用过谐波锁模技术。在 2004 年的一个实验中[158]，这样的激光器在它的 281 阶谐波处实现了 FM 锁模，重复频率超过 10 GHz。图 5.23 给出了腔内含有一个体 FM 调制器的激光器谐振腔的示意图。由于掺镱光纤在 1050 nm 附近表现为较大的正常色散，因此用光栅对或适当的光子晶体光纤来平均腔内色散。该激光器产生线偏振的 2 ps 宽的锁模脉冲，其中心波长可在以 1050 nm 为中心的 58 nm 波长范围调谐。测量到的激光的时域和频域特性表明，锁模脉冲几乎是不带啁啾的双曲正割形，这与金兹堡-朗道方程预期的非常一致[159]。这些结果表明，这样的光纤激光器工作在 4.5 节中讨论的自孤子区域。

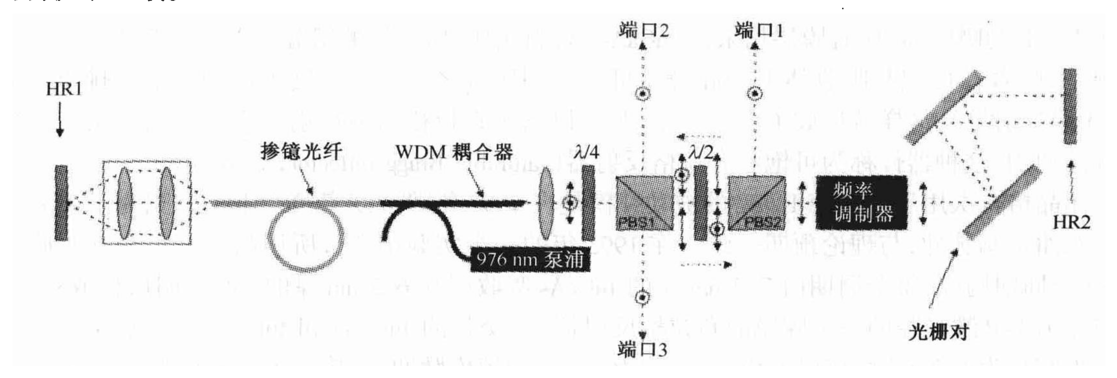


图 5.23　采用体 FM 调制器的锁模掺镱光纤激光器的腔结构[158]

5.4　被动锁模

被动锁模是一种全光非线性技术，它能在腔内不用调制器之类的任何有源器件的情况下实现超短脉冲输出。其原理是，利用非线性器件对输入光脉冲的响应是强度相关的特性，得到比输入脉冲更短的脉冲。基于这一基本思想的几种方法都已用于制造被动锁模光纤激光器，本章将介绍大部分实验结果。

5.4.1 可饱和吸收体

早在20世纪70年代,可饱和吸收体就已用于被动锁模。确实,在加成脉冲锁模技术出现之前,这是被动锁模的唯一方法。通过考查其吸收能在脉冲宽度这样一个时间尺度上变化的快可饱和吸收体,很容易理解可饱和吸收体锁模的基本机制。当光脉冲通过这种吸收体时,其边翼部分的损耗大于中央部分的损耗(其强度足以使吸收体饱和),结果光脉冲在通过吸收体的过程中被窄化了。脉冲窄化提供了这样一种机制:如果连续光不能使吸收体饱和,那么激光器可以通过产生强脉冲的方式减小腔内损耗。

为定量描述可饱和吸收体中的脉冲窄化,用 $-\alpha_0$ 代替式(4.1.7)中的 g_0,α_0 是可饱和吸收体的小信号吸收系数。得到的方程经解析积分后可得

$$\ln(P_{\text{out}}/P_{\text{in}})+(P_{\text{out}}-P_{\text{in}})/P_{\text{sa}}+\alpha_0 l_a=0 \tag{5.4.1}$$

式中,P_{in}和 P_{out}分别是输入和输出功率,P_{sa}是饱和功率,l_a 是可饱和吸收体的长度。对于快速响应可饱和吸收体,式(5.4.1)可用于整个脉冲;对给定的输入脉冲形状 $P_{\text{in}}(t)$,可得出输出脉冲形状 $P_{\text{out}}(t)$。由于低强度边翼的吸收更强,输出脉冲通常比输入脉冲略窄。

被动锁模激光器中的脉冲形成过程十分复杂[28]。自发辐射感应的起伏在激光腔内经过多次往返后被可饱和吸收体增强,直到形成其强度足以使吸收体饱和的强脉冲。在多次往返过程中,脉冲不断窄化,直到其谱宽可与增益带宽相比拟。频谱边翼的增益减小提供了一种展宽机制,这种机制可以将脉宽稳定在一个特定值。就光纤激光器而言,GVD 和 SPM 在锁模脉冲的演化过程中也扮演了重要角色,应将其包括在内。

找到一种能对 1 ps 或更短时间尺度产生响应的快可饱和吸收体是不容易的,最适合于光纤激光器的材料是半导体吸收介质[160~172],将其用在 F-P 腔中更为实际,因为可将吸收体附着在某一个腔镜上。可饱和吸收体可以采用单层或多层(100 层以上)量子阱制成。对于后者,吸收体形成一种称为超晶格的周期性结构,超晶格的每一个周期由交替的吸收层和透明层构成。对用于 EDFL 的吸收体,所有膜层均采用 InGaAsP 材料制成,但各层的组分可以适当改变。在一些情况下,附着在可饱和吸收体上的腔镜还可以利用四分之一波长厚度膜层的周期性排布制成(介质膜反射镜),这样就形成了一个光栅,其可以通过布拉格衍射反射入射光。为突出布拉格光栅的使用,这种器件称为可饱和布拉格反射器(saturable Bragg reflector, SBR)。

超晶格首次用于环形腔 EDFL 的被动锁模是在 1991 年[160],该实验产生了脉宽为 1.2 ps 的锁模双曲正割脉冲,与理论预期一致。在 1993 年的一个实验中[161],所用超晶格可饱和吸收体由 82 个周期构成,每个周期由 7.8 nm 厚的 InGaAs 吸收层和 6.5 nm 厚的 InP 透明层构成;吸收体与作为 F-P 激光腔的一个腔镜的布拉格反射器(由交替的 InGaAs 和 InP 膜层构成)集成在一起。当腔长为 6.2 m 时,获得了相当宽(约为 22 ps)的锁模脉冲;将掺杂光纤缩短为 2 m 后,脉宽减小到 7.6 ps。经进一步改进,锁模脉冲短至 0.84 ps,单脉冲能量为 0.85 nJ,重复频率为 22 MHz[162]。将同样的技术用于掺钕光纤激光器的锁模,所用高掺杂光纤仅为 6 cm 长,从而获得了 4 ps 的锁模脉冲[163]。

超晶格可饱和吸收体和布拉格反射器的集成,需要用分子束外延生长技术生长出数百个薄层。在另一种方法中,在 InP 基底上生长单层 2 μm 厚的 InGaAsP 外延层,作为可饱和吸收体[164],将其直接安装到作为输出耦合器的腔镜上。该锁模激光器使用 1.2 m 长的保偏掺铒光纤,产生了能量为 40 pJ 的 320 fs 宽的脉冲。而且该激光器能够自启动,输出脉冲沿光纤的一个

主轴方向线偏振。通过在增益光纤中同时掺杂镱，这样的激光器可以用二极管泵浦的Nd:YAG(或Nd:YLF)激光器泵浦，或直接用半导体激光器泵浦。

当偏置电流低于阈值时，半导体激光放大器也可用做可饱和吸收体。通过简单改变放大器的偏置电流，可以构成能够在锁模和连续工作模式间切换的自启动被动锁模EDFL。在1993年的一个实验中[165]，这样的一台环形腔激光器，其输出锁模脉冲的宽度为1.25 ps，重复频率为10～50 MHz。

将可饱和布拉格反射器置于短F-P腔内实现锁模的光纤激光器有相当重要的特征，图5.24给出了激光腔的设计示意图[167]。一小段(长为15 cm)掺杂光纤的一端与可饱和布拉格反射器端面耦合，另一端与一段标准通信光纤(长约为30 cm)相连，终端是一个镀有高反射介质镜的连接器，另外还有一段色散补偿光纤用做色散管理。

在一系列实验中，总腔长从0.5 m变化到2.5 m，利用色散补偿光纤使平均GVD可在宽范围内变化(从正常色散到反常色散)[166]。即使在正常GVD情况下，也可以形成锁模脉冲序列，但在重复频率约为40 MHz时，脉宽接近16 ps，这正是4.6节中所预期的结果。在反常GVD情况下可观察到更短的脉冲。脉宽在0.5 ps以下的脉冲能在较宽范围的GVD下(β_2约为$-2\sim-14\ \mathrm{ps^2/km}$)生成，尽管这些脉冲不是变换极限的。由于与自孤子相关的啁啾，这正是所希望得到的结果(见4.5节)。短腔(腔长在50 cm以下)激光器还能形成谐波被动锁模，利用这一技术，一台腔长为45 cm的激光器产生了重复频率为2.6 GHz的300 fs的变换极限脉冲[167]。该激光器能通过自身达到稳定态，这样在腔内能同时出现11个间隔几乎均匀的脉冲。互相关测量表明，脉冲间隔的均匀度在4%的期望值以内。

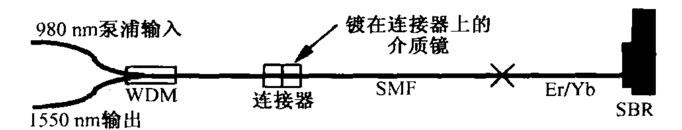


图5.24　利用可饱和布拉格反射器锁模的光纤激光器[167]

2004年，基于碳纳米管的一种新型可饱和吸收体用于光纤激光器的锁模[168]。碳纳米管由直径约为5 nm且长度超过10 μm的圆柱体形碳原子的六边形网格组成[173]，圆柱体的两端用碳团簇分子罩住，形成碳纳米管的封闭结构。这种聚合物的一个薄膜能作为可饱和吸收体，这依赖于结构的细节。在2005年的一个实验中[169]，碳纳米管被用于EDFL的锁模，其腔的设计如图5.25所示。它包含夹在两个高反射率(99.87%)腔镜之间的2 cm长有源光纤，纳米管聚合物薄层(不到1 μm)沉积到其中一个腔镜上。由于腔长如此之短，该激光器能产生重复频率为5 GHz且脉宽小于1 ps的锁模脉冲。

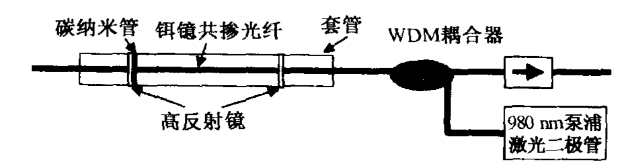


图5.25　5 GHz重复频率的锁模光纤激光器[169]

近年来，锁模光纤激光器一直在不断发展。在2006年的一个实验中[170]，将由量子点制作的超晶格可饱和吸收体用于掺镱光纤激光器的被动锁模中。在同年的另一个实验中[171]，用纤芯掺钕的微结构光纤提供增益，并结合可饱和吸收镜实现被动锁模。激光腔的示意图见

图 5.26,图中 DM,L,M,MSF 和 W 分别代表二色镜、透镜、反射镜、微结构光纤和楔镜。56 cm 长的微结构光纤不仅能在适当泵浦条件下提供增益,而且还具有负色散($\beta_2 = -20\ \text{ps}^2/\text{km}$)和相对大的非线性参量($\gamma = 90\ \text{W}^{-1}/\text{km}$),结果该激光器能产生自孤子形式的 180 fs 宽的近变换极限脉冲。

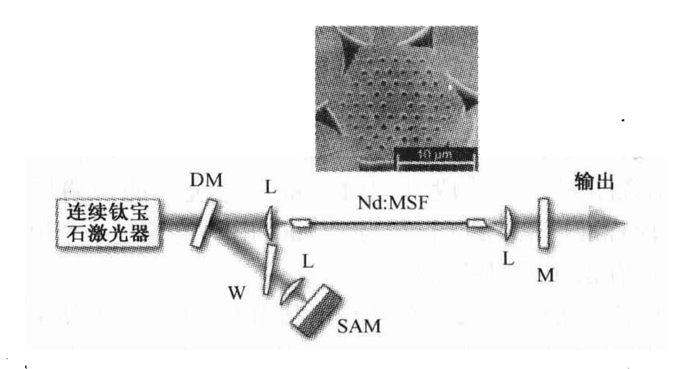


图 5.26 用可饱和吸收镜(SAM)锁模的掺钕光纤激光器[171]

类似的方案也被掺镱光纤激光器所采用,其激光腔包含一段 27 cm 长的掺镱微结构光纤[172],由于这种光纤表现为反常色散,1035 nm 附近的一次往返总色散约为 $-0.017\ \text{ps}^2$,该激光器以 117.5 MHz 的基频重复频率产生了 335 fs 宽的锁模脉冲。脉冲具有自孤子形式,啁啾量相当小。测量的发射脉冲的谱宽为 4 nm,对应 0.37 的时间–带宽积。

5.4.2 非线性光纤环形镜

在光纤激光器中使用半导体可饱和吸收体的不利之处是破坏了其全光纤结构。选择非线性光纤环形镜(萨格纳克干涉仪)是一种解决方法,它具有强度相关的透射特性,可以像可饱和吸收体一样窄化脉冲(见 3.2 节)。使用萨格纳克环进行被动锁模的光纤激光器,由于其腔的形状(见图 5.4)通常称为 8 字形激光器。其锁模的物理机制称为干涉(interfercometric)或加成脉冲锁模(additive-pulse mode locking)。

8 字形激光器的工作原理可以如下理解:图 5.4 中的 3 dB 耦合器将入射光分成幅值相等、传输方向相反的两部分,能提供增益的掺杂光纤靠近中央耦合器,使一路光刚进入环路即被放大,而另一路光则在离开环路时被放大,这种结构称为非线性放大环形镜(monlinear amplifying-loop,mirror,NALM)。正如在 3.2 节中讨论的,两列沿相反方向传输的光在 NALM 内往返一次后获得了不同的非线性相移,而且相位差不是一个常数,而是沿脉冲的时域轮廓变化。如果将 NALM 调节到使脉冲的中央较强部分的相移接近 π,则脉冲的这部分能量被透射,而脉冲的两个边翼部分由于功率较低,所得相移较小,从而被反射。总的结果是,从 NALM 输出的脉冲比输入脉冲窄,因而从功能上讲,NALM 的作用与快可饱和吸收体类似。其主要区别是,光纤非线性效应的电子起源决定其响应时间可达飞秒量级。

NALM 于 1991 年首次用于光纤激光器的被动锁模[174]。甚至在早期实验中[175],利用钛宝石激光器泵浦光纤激光器,就获得了 0.4 ps 宽的基阶孤子脉冲。在后来的实验中[176],用 1.48 μm 波长的 InGaAsP 半导体激光器泵浦 EDFL,实现了 290 fs 宽的脉冲输出,锁模阈值泵浦功率仅为 50 mW,一旦锁模启动后,泵浦功率可降至 10 mW。

一般来说,很难用 8 字形激光器产生短于 100 fs 的光脉冲,但通过放大器放大激光器的输出脉冲,然后再利用色散位移光纤进行压缩,可获得 30 fs 宽的锁模脉冲[177]。光纤放大器中的脉冲窄化是由基阶孤子的绝热放大所致(见 4.3 节),由于放大后的孤子是带啁啾的,因而可用

带有适当色散的光纤压缩。1993 年,一台 8 字形激光器采用偏振相关隔离器,并利用一小段正色散光纤进行啁啾补偿,直接产生了脉宽接近 100 fs 的短脉冲[178]。

被动锁模光纤激光器有一个很大的缺陷,从而限制了其应用。在几个不同的实验中都发现,锁模脉冲的重复频率根本无法控制,会在很大的范围内变化。典型的情况是,几个脉冲同时在激光腔内循环,它们之间的间隔不必是均匀的,这一点与主动锁模的情况不同。主动锁模激光腔内的元件决定了脉冲的相对位置,而被动锁模脉冲的位置则由其他因素,如光纤双折射和孤子互作用决定,这是因为与主动锁模相比,其腔内没有元件能精确决定重复频率。

当单个脉冲在激光腔内循环时,重复频率等于往返频率 $\Delta\nu$。然而,若光纤激光器中的脉冲是以基阶孤子形式传输的,则其能量是固定的并由下式给出:

$$E_s = P_0 \int_{-\infty}^{\infty} |A(z,t)|^2 \, \mathrm{d}t = 2P_0 T_s \tag{5.4.2}$$

因为孤子宽度 T_s 和峰值功率 P_0 都受激光器设计上的限制,所以脉冲能量 E_s 是确定的或可以量化的[179]。另一方面,腔内平均功率 P_{av} 由泵浦功率和增益饱和效应决定。如果 $P_{av} > (\Delta\nu) E_s$,则腔内必然有多个脉冲共存,且每个脉冲的能量 E_s 是可以量化的。如果这些脉冲的间隔是均匀的,光纤激光器就表现出类似于谐波锁模激光器的行为。但是,多脉冲无需是等间隔的。大多数光纤激光器是以基阶重复频率 $\Delta\nu$ 发射脉冲的,因而每个周期内的脉冲间隔实际上是随机的。在某些工作条件下,激光器会发射一列捆绑脉冲,每个捆绑包含 10 或更多个间隔密集的孤子,每个孤子的能量为 E_s。每个基本周期内的脉冲数目取决于泵浦功率。

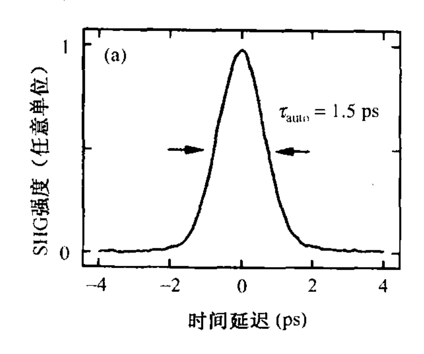
8 字形激光器稳定技术的关键是能否实现这样一种机制:调节重复频率 f_r,使 $f_r E_s$ 近似等于激光腔内循环的平均功率。在 1992 年的一种方法中,在图 5.5 中的左侧环上再加一个带有隔离器的附加环[180],附加环仅为 1.6 m 长,而总的环路长度为 60.8 m。在这种结构中,附加环形腔的重复频率是主谐振腔的 38 倍。在锁模条件下,附加腔每提供一个种子脉冲,主谐振腔内将形成 38 个等间隔的锁模脉冲。该激光器能输出 315 fs 宽的脉冲,重复频率固定在 125 MHz。另一种类似的重复频率控制方法是在靠近输出耦合器的某个端口处放置一个反射镜[181],在这种方法中,外部腔镜的光反馈提供了种子光,同时以周期方式固定了脉冲的相对位置,通过改变腔镜的位置能控制光纤激光器的重复频率。

8 字形激光器的性能在不断得到改善[182~189]。1993 年,用腔内 F-P 滤波器实现频域稳定,同时用反馈环实现时域稳定,得到了 1.35 ps 宽的变换极限脉冲,工作波长可在 20 nm 范围内连续调谐[183]。在另一个实验中,中央耦合器(见图 5.4)的分光比是不均衡的,94% 的腔内功率沿激光输出方向传输[184]。这种激光器的腔内损耗低,且比分光比均衡(50:50)的 8 字形激光器更易于实现锁模,能产生脉宽小于 1 ps 的锁模脉冲。图 5.27 给出了从采用 94:6 中央耦合器的 8 字形光纤激光器得到的 970 fs 脉冲的自相关迹及其对应的频谱,频谱中出现边带的原因将在后面讨论。

在 1997 年的一个实验中[186],得到了脉宽更小且能量更高的脉冲。所用掺铒光纤在工作波长具有正常色散($\beta_2 > 0$),腔内脉冲在掺杂光纤内的放大过程中被大大展宽,使锁模脉冲的能量可达 0.5 nJ。另外,在腔内利用一段较长的色散位移光纤,可将脉宽压缩到 125 fs。通过调节激光腔内的偏振控制器,可对锁模脉冲的中心波长和谱宽进行调谐。

对于掺镱光纤激光器而言,光纤在 1060 nm 附近的工作波长处具有相对较大的正常色散($\beta_2 > 0$),这样的激光器需要能在该波长提供反常色散的光栅对或微结构光纤。在 2003 年的

一个实验中[188],将群速度色散约为 $-40\ ps^2/km$ 的 20 m 长的微结构光纤加到包含掺杂光纤的环中,使平均 GVD 为负值。通过适当设计,这种激光器能发射波长为 1065 nm 的 850 fs 宽的锁模脉冲序列。若用喇曼放大(代替掺杂光纤)提供激光腔内的光增益,则 8 字形光纤激光器可以工作在多个波长上。在 2005 年的一个实验中[189],通过用适当的激光器泵浦,这种光纤激光器可工作在 1330 nm,1410 nm 和 1570 nm 波长处,锁模脉冲宽度小于 1 ps。



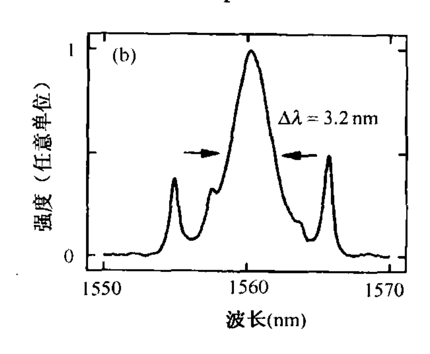


图 5.27 8 字形光纤激光器输出的锁模脉冲的自相关迹和频谱。(a) 自相关迹;(b) 频谱[184]

5.4.3 非线性偏振旋转

当一个脉冲的两正交偏振分量在光纤中传输时,由 SPM 和 XPM 效应引起的偏振态的强度相关变化(见本书原理篇第 6 章)可用于光纤激光器的锁模。其锁模的物理机制与克尔光闸类似[55],都是利用了非线性双折射效应。从概念上理解,其锁模机制与 8 字形激光器的相同(加成脉冲锁模),这里只是用同一脉冲的两正交偏振分量代替反向传输的两列波。从实际的角度看,用一个具有单个光纤环的腔即可实现被动锁模。

锁模过程可通过考察图 5.28 所示的环形腔理解如下:在两个偏振控制器之间置一个偏振相关隔离器作为锁模元件,偏振相关隔离器起隔离器和偏振器的双重作用,光在离开隔离器后是线偏振的,随后一个偏振控制器将其由线偏振改变为椭圆偏振。在脉冲传输过程中,SPM 和 XPM 感应相移作用于两个正交偏振分量上,使其偏振态发生非线性演化。由于非线性相移是强度相关的,因此偏振态沿整个脉冲是不均匀的。调节另一个偏振控制器(即隔离器前面的)迫使脉冲中央部分是线偏振的,使偏振相关隔离器能透过脉冲中央的高强度部分,并能阻挡(吸收)低强度的脉冲边翼,结果脉冲在环形腔内往返一次后有微小窄化,这种情形与使用快可饱和吸收体时相同。

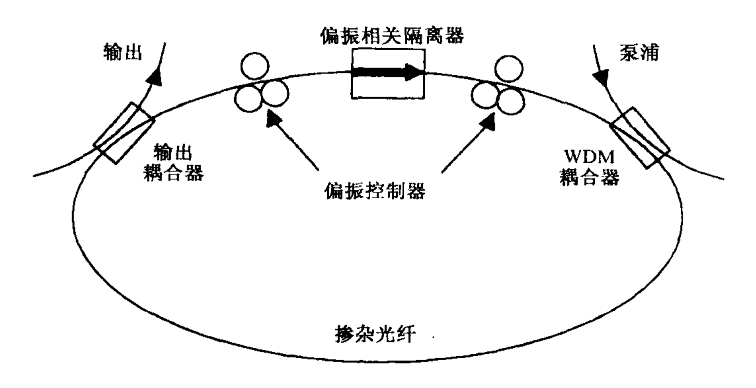


图 5.28 利用非线性偏振旋转实现被动锁模的光纤激光器的设计图

非线性偏振旋转技术于 1992 年首次用于光纤激光器的被动锁模,它的使用使被动锁模光纤激光器的性能有了明显改进[190~193]。到 1992 年底,用这种技术获得了稳定的自启动亚皮秒脉冲序列输出,脉宽为 452 fs,重复频率为 42 MHz[192]。当认识到腔内的反常色散并无益处,反而限制了锁模脉冲的宽度和能量后,这种激光器的工作性能有了进一步提高。1993 年,在环形腔内采用一段平均 GVD 为正的掺铒光纤,得到了能量和峰值功率分别为 90 pJ 和 1 kW 的 76 fs 脉冲[193]。

人们对基于非线性偏振旋转效应的被动锁模光纤激光器进行了大量的研究,以加深对这类激光器的理解并提高其性能[194~205]。脉宽小于 50 fs 的高能量(达 1 nJ)脉冲是从 F-P 腔结构的掺钕光纤激光器获得的,该激光器利用一个可移动的腔镜实现锁模的启动[194]。对于掺铒光纤激光器,采用环形腔结构获得了重复频率为 48 MHz 的高能量(大于 0.5 nJ)超短(小于 100 fs)脉冲,腔内净色散是正的[195]。该光纤激光器的环形腔由在 1.56 μm 波长附近具有正常 GVD($\beta_2 \approx$ 5 ps^2/km)的掺铒光纤(长约为 1 m)和具有反常 GVD 的其他类型光纤构成(总长 2~6 m)。通过调节腔长,平均色散可以在反常和正常色散之间变化,这种腔称为色散管理(dispersion managed)腔,因为腔内净色散可以调节到所需的任何值。由于腔内循环的脉冲在正常 GVD 区被大大展宽,这种激光器称为展宽脉冲光纤激光器(stretched-pulse fiber laser)。研究发现,仅当腔内平均色散(或净色散)为正值时,才能产生高能量脉冲。激光器发射的脉冲相对较宽(大于 1 ps),但由于脉冲的高啁啾特性,利用适当长的光纤可以将其压缩到100 fs 以下。由于脉宽沿腔长变化较大,输出耦合器的位置在这种激光器中起重要作用,通过合理的优化设计,在 1995 年产生了 63 fs 的锁模脉冲[197]。

对实际应用而言,环境稳定性经常成为一个重要的考虑因素。造成环境不稳定性的主要原因是激光腔内需要相对较长的光纤,以产生足够大的非线性相移;温度和应力变化导致的双折射起伏也影响锁模过程。这一难题可以通过将光纤长度减至 10 m 以下和利用高双折射光纤(保偏光纤)在很大程度上得到解决,因为线性双折射几乎不受环境变化的影响。另一种方案是,利用一个 F-P 腔(其中一个腔镜作为法拉第旋转器)实现环境稳定工作[196]。法拉第镜使偏振态发生旋转,这样反射光是正交偏振的,结果线性双折射感应的相移经过一次往返后恰好被抵消掉,而非线性相移未受影响;法拉第镜还可以消除高双折射光纤中由于群速度失配引起的走离效应,该激光器能产生能量为 60 pJ 的 360 fs 脉冲,稳定重复频率为 27 MHz。

从 1999 年起,更多关注集中到掺钕和掺镱锁模光纤激光器上。为了更有效地泵浦,它们都使用了双包层光纤[198~203],这种激光器能产生具有相当高能量的超短脉冲。在 1999 年的一个实验中[198],基于非线性偏振旋转效应的被动锁模掺镱光纤激光器的输出脉冲能量接近 4 nJ,但脉冲宽度接近 1 ps。在 2003 年的一个实验中[199],利用谐振腔如图 5.29 所示的掺镱光纤激光器在 1030 nm 附近产生了能量为 1.5 nJ 的 36 fs 锁模脉冲。光栅对用来抵消各种光纤的正常 GVD,工作在自孤子区(净负色散)的这种激光器的脉冲能量能增加到接近 3 nJ,但脉冲也变宽。正如在 4.5 节中看到的,自孤子也能在正常色散区形成。事实上,在 2004 年的一个实验中[200],利用这样的激光器产生了能量为 1.7 nJ 的 116 fs 脉冲,该激光器工作在五次谐波锁模状态,其基阶重复频率为 20.4 MHz。

使激光器工作在腔内平均色散为正的自相似区,可以产生能量高得多的抛物线脉冲。这种脉冲是线性啁啾的,其典型宽度超过 1 ps,但通过适当的光纤对其进行腔外压缩,可以将宽度减小到 100 fs 以下。图 5.30 给出了测量到的掺镱锁模光纤激光器输出的抛物线脉冲的频谱和形状[201],其中插图是采用线性标度的频谱,激光腔内累积色散为 0.004 ps^2。该激光器发射 4.2 ps 宽的啁啾脉冲,但可将其压缩到 250 fs[见图 5.30(b)中较窄的曲线]。在本实验中,脉冲能量接

近2 nJ,但通过适当设计可以将其增加到 10 nJ 以上。在 2005 年的一个实验中[202],在自相似区产生了能量为 14 nJ 的锁模脉冲,其宽度接近 5 ps,但通过消啁啾可以减小到 100 fs 左右。被动锁模光纤激光器的动力学问题将在 5.5 节中讨论。

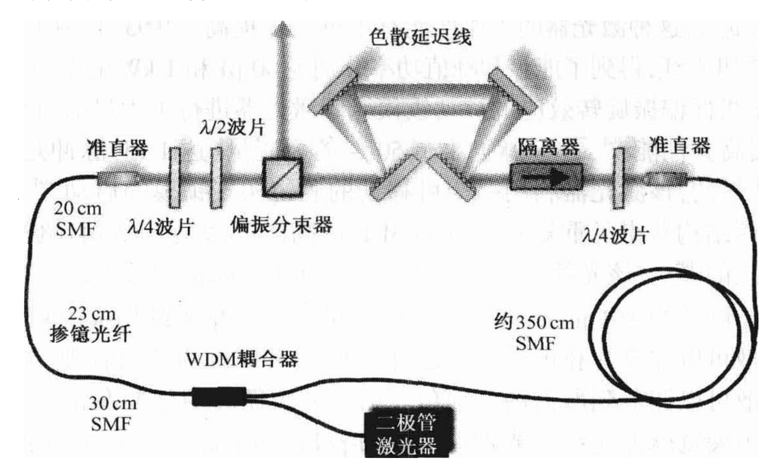


图 5.29 被动锁模掺镱光纤激光器[199]

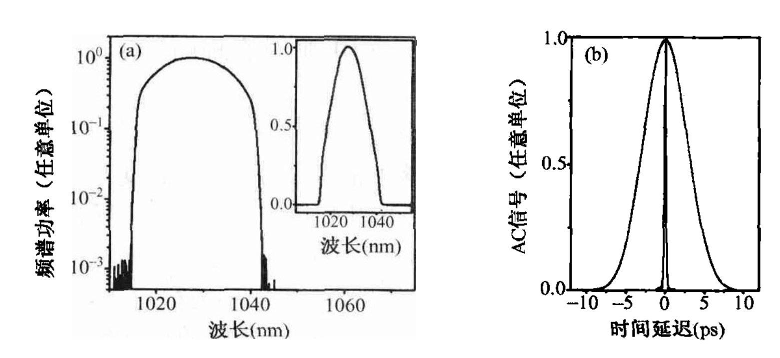


图 5.30 锁模掺镱光纤激光器在 1030 nm 附近产生的抛物线脉冲的频谱和自相关迹[201]

5.4.4 混合锁模

混合锁模结合了同一激光腔内一种以上的锁模技术来提高激光器的性能,其中最直观的一种结合方式是将振幅或相位调制器置于被动锁模光纤激光器内,调制器的作用是提供周期性的时隙,以产生规则脉冲序列;同时,与主动锁模单独作用的效果相比,被动锁模技术使脉冲窄化。另一个优点是调制器可以工作在往返频率的高倍频率处,结果重复频率能超过 10 GHz,而纵模间隔保持在 10 MHz 左右。

早在 1991 年,就通过相位调制器将主动和被动锁模技术结合使用[206],从此这种结合极大地改进了光纤激光器的性能。在 1994 年的一个实验中[207],利用此技术从单偏振 EDFL 中产生了重复频率为 0.5 GHz 的亚皮秒脉冲,激光器采用了前面在 5.3.4 节中讨论的 σ 形腔结构。通过一个偏振分束器将包含 $LiNbO_3$ 调制器的保偏环与一个线形部分耦合,线形部分由光纤放大器和由四分之一波片、法拉第旋转器构成的被动锁模元件组成。

σ 形腔结构已用来制造具有良好环境稳定性的二极管泵浦的展宽脉冲 EDFL[208],其中含有 $LiNbO_3$ 调制器的保偏光纤环由长为 7.5 m 且 GVD 约为 $-20\ ps^2/km$ 的标准光纤构成;线形部分含有 1 m 长的具有正常 GVD($\beta_2 \approx 100\ ps^2/km$)的掺铒光纤、一个四分之一波片、一个半波片和两

个法拉第旋转器(其作用是使 σ 形腔等效于一个环形腔)。腔内净色散为正,大小约为 0.02 ps^2,掺杂光纤用 980 nm 波长的二极管激光器泵浦。该激光器在 200 mW 泵浦功率下产生了 1.2 nJ(平均功率为 20 mW)的锁模脉冲,从激光器出射的脉冲宽度约为 1.5 ps,但利用色散延迟线可将其压缩到100 fs 以下(见第 6 章)。

在同一光纤激光器中将两种被动锁模技术相结合也是可能的。一种方法是,将超晶格可饱和吸收体加到由非线性偏振旋转效应实现被动锁模的光纤激光器中。这种结合方式在 1996 年用于包层泵浦的光纤激光器[209],在 1560 nm 波长附近产生了 200 fs 的脉冲,脉冲能量达 100 pJ。通过增大光纤腔内的 GVD 值,得到的脉冲能量达 1 nJ,同时脉冲宽度保持在 3 ps 左右。腔内可饱和吸收体有助于启动锁模(自启动能力),而稳态脉冲形状由非线性偏振演化决定。由于采用了针对线偏振漂移的补偿方案,该激光器对环境是稳定的。

在混合锁模的另一种实现方法中,掺钕光纤激光器能在 75 nm 带宽内连续调谐[210],这种宽调谐范围(两倍以上增益谱的 FWHM 宽度)是通过优化半导体可饱和吸收体的反射特性实现的。在整个调谐范围内,锁模脉冲宽约为 0.3 ~ 0.4 ps。1995 年,将一个啁啾光纤光栅置于掺钕光纤激光器的腔内用于色散补偿[211],该激光器是自启动的,并且利用可饱和吸收体作为锁模元件能够实现被动锁模;另外,不需要腔内偏振控制器进行优化,该激光器产生了 6 ps 的锁模脉冲,输出能量达 1.25 nJ。

在混合锁模的一个有趣应用中,掺钕光纤激光器能同时在两个波长实现锁模[212]。实验中利用棱镜对作为色散补偿元件,同时将腔内两束光的传输路径分开。可饱和吸收体对 1.06 μm 光实现锁模,而用非线性偏振旋转技术实现对 1.1 μm 光的锁模。若两台激光器采用同一增益介质,则这种器件能实现双波长锁模运转;同时交叉增益饱和在其中起了重要作用。确实,为在两锁模脉冲序列的重复频率间引入至少 0.5 kHz 的偏差,有必要使腔长略有失配,重复频率间的差别可从 0.5 kHz 到大于 1 MHz 调谐。

在 2002 年的一个实验中[213],利用混合锁模技术实现了低噪声的掺镱光纤激光器。如图 5.31所示,该激光器利用非线性偏振旋转并结合附着在 F-P 腔的一个腔镜上的半导体可饱和吸收体实现锁模,用光栅对补偿光纤的正常色散。这样的光纤激光器是自启动的,能产生能量为 60 pJ 的高质量的 110 fs 脉冲,而且还表现出相当低的强度噪声(小于 0.05%)。在一个有趣的派生方案中[214],将非线性偏振旋转与频移反馈相结合,实现了自启动被动锁模,激光器产生的啁啾脉冲可以压缩到 68 fs。

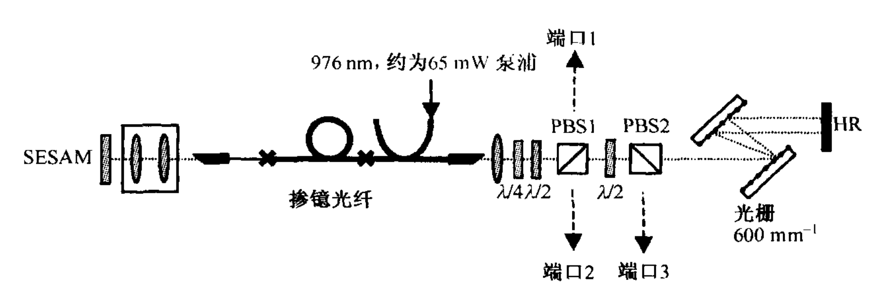


图 5.31　利用非线性偏振旋转和可饱和吸收体联合锁模的掺镱光纤激光器[213]

5.4.5　其他锁模技术

人们已经提出其他几种非线性技术,用于光纤激光器的被动锁模,其中一种方法利用交叉相位调制(XPM)这一非线性现象来制成全光纤激光器[215~219]。图 5.32 是这种激光器的设计示

意图[215]。通过两个 WDM 耦合器在环形腔中引入一段相对长(几千米)的光纤,来自另一台激光器的泵浦脉冲经耦合器进入光纤传输,并通过 XPM 效应调制激光脉冲的相位。如果泵浦脉冲的重复频率是纵模间隔的整数倍,则 XPM 将迫使光纤激光器输出锁模脉冲。用这种技术得到的脉冲序列的重复频率达 40 GHz,脉宽小于 10 ps。这种激光器已用于将任意比特模式从泵浦脉冲波长转移到该激光波长上[216],从而实现了波长变换功能;该技术也可用于制造光学可编程锁模光纤激光器,其输出激光脉冲代表驱动脉冲序列单元之间的逻辑运算结果[217]。

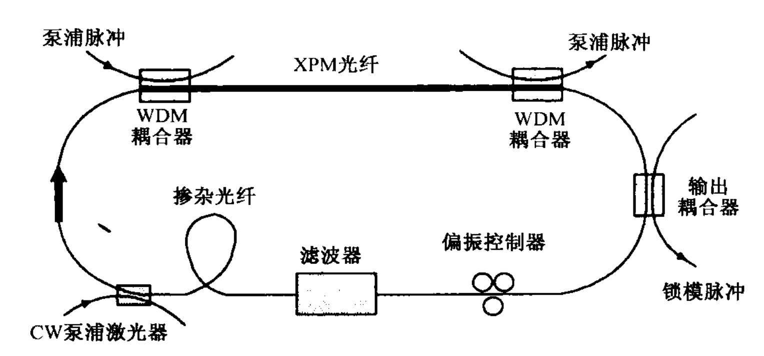


图 5.32 观察光纤激光器中 XPM 感应的锁模的实验装置图[215]

在这一基本思想的一个派生方案中,将同步泵浦技术应用于光纤激光器的锁模,这种技术在半导体激光器泵浦的 EDFL 上实现是极为简单的,因为可以简单地以适当频率调制泵浦激光器的电流。由于掺杂离子的荧光时间相当长,因而不可能以 1 MHz 以上的频率调制增益。然而,泵浦脉冲却可通过 XPM 效应调制激光光场,尽管 XPM 感应相移非常小,但仍足以启动锁模。在1992 年的一个实验中[220],用 980 nm 波长的半导体激光器泵浦 EDFL,由于群速度失配,得到的锁模脉冲相当宽(大于 100 ps),这样仅通过减小失配量就能使输出脉冲变得更短。确实;使用 1.48 μm 波长的泵浦激光器获得了脉宽小于 50 ps 的锁模脉冲[221]。另一种增大 XPM 感应相移的办法是提高泵浦脉冲的峰值功率,用 Nd:YAG 激光器产生的重复频率为 100 MHz 的 100 ps 脉冲泵浦EDFL,产生了 2 ps 的锁模脉冲[222]。由于相位调制的连续光通过 GVD 和 SPM 的联合作用转化为近似无啁啾的孤子脉冲,因此在上述实验中孤子整形起了重要作用。

几种其他派生方法也被采用过。在其中一种方案中,利用半导体光放大器作为锁模元件[223],实质上用一台带尾纤的半导体光放大器代替了图 5.32 中的长石英光纤。当泵浦脉冲和激光在光放大器中传输时,交叉增益饱和这种非线性效应对激光的振幅和相位同时进行调制。光纤腔内 GVD 和 SPM 的联合作用将调制信号转化为锁模孤子脉冲信号。用这种技术得到了重复频率为 20 GHz 且脉宽小于 10 ps 的光脉冲[224]。

在另一种方案中,在激光腔内加入声光调制器和光学滤波器[225~228],调制器的作用是使激光频率产生微小频移(约为 100 MHz),这种频移反馈结合光纤非线性效应导致激光腔内形成皮秒脉冲,但在将窄带光学滤波器插入到激光腔内时,产生了短于 10 ps 的光脉冲[226]。这种激光器的理论与孤子通信系统中用到的滑频滤波器的理论类似。在上述两种情形中,孤子都通过绝热地改变自身频率来维持形状不变,使其频谱保持在增益峰附近。而对连续光恰好相反,由于频移,连续光经过几次往返后离开增益峰,这样和孤子相比受到的损耗更大,结果光纤激光器输出锁模孤子脉冲。这样的激光器也可归于被动锁模一类[228],因为激光的振幅或相位没有被等于一次往返频率或其整数倍的频率所调制。

双芯光纤的其中一芯掺杂铒离子,而另一芯未掺杂。这种光纤不仅提供了增益,也提供了

锁模所必需的可饱和吸收效应[229]。这种激光器的运转利用了非线性定性耦合器中的光开关效应(见2.3节):在低功率时,一部分模能量被转移到未掺杂纤芯中,于是形成了激光腔的一种损耗机制;在高功率时,这种能量转移则不会发生,大部分能量被限制在掺杂纤芯内。结果双芯光纤相当于一个快可饱和吸收体,当脉冲通过它时能使其窄化。将双芯光纤制成光纤环形镜或只是将其简单地放在光纤激光器的F-P腔内,也可实现锁模[230]。锁模机制是通过光纤或平面波导阵列实现的非线性模耦合[231]。

光纤光栅对锁模光纤激光器也十分有用。在一种方案中,利用光纤光栅制造耦合腔光纤激光器,这种激光器能通过加成脉冲锁模实现模式锁定。这一思想的一种简单实现方式是,利用三个布拉格光栅形成两个耦合F-P腔[232],其中一个腔中的光纤掺杂铒离子,并用980 nm的光泵浦;而另一个腔由常规未掺杂光纤构成。这两个腔有同样的标称长度,总长度在1~6 m间变化。这种激光器能产生相当宽的锁模脉冲(脉宽大于50 ps),而无需对单个腔长采取稳定措施。这一特性有些不可思议,因为耦合腔激光器中的加成锁模脉冲通常要求腔长的精确匹配。这一特性可以这样理解,在光被光纤光栅反射之前,其有效穿透深度取决于光波长,结果激光器能自动调节其发射波长,以自动实现腔长匹配。耦合腔光纤激光器的自匹配能力可以利用啁啾光栅得到延伸[233],这种激光器能产生5.5 ps的锁模脉冲,并且由于脉冲是带啁啾的,能将其压缩到1 ps以下。

光纤激光器也可以采用碰撞脉冲锁模技术。在2001年的一个实验中[234],将它用于EDFL的被动锁模,结果在基阶重复频率的二十阶谐波处产生了7 ps的脉冲,重复频率为200 MHz。从此,利用碰撞锁模技术已经由掺镱光纤激光器获得了重复频率为605 MHz的380 fs脉冲[235]。该实验中,用500 nm厚的InGaAs薄层作为可饱和吸收体,其基本思想是在薄可饱和吸收体内使反向传输的脉冲发生碰撞,这一可饱和吸收体的厚度决定了激光器能够产生的最小脉冲宽度。

被动锁模光纤激光器的基阶重复频率一般限制在100 MHz以下,因为将腔长减小到远小于1 m比较困难。即使是谐波被动锁模光纤激光器,重复频率也很少能超过1 GHz。通过加入腔内调制器,可以使重复频率增加到10 GHz。在2004年的一个实验中[158],用FM调制器将掺镱光纤激光器的模式锁定在基阶重复频率的281阶谐波处(见图5.23),重复频率接近10 GHz。在一些光纤激光器中已经实现了40 GHz的重复频率。

一个有趣的问题是,利用被动锁模技术能否实现高重复频率?为此,近年来发展了几种方法,包括使用啁啾光纤光栅或取样光纤光栅[236~240]。光纤光栅既可以置于激光腔外,也可以作为激光腔自身的一部分,这两种方式都可以实现重复频率的倍增。当将啁啾光纤光栅置于腔外时,脉冲序列的重复频率通过时域中的Talbot效应而得以增加[236]。2000年,利用取样光纤布拉格光栅倍增重复频率,获得了1 GHz的脉冲序列,倍增因子为4[237]。到2003年,超结构光纤光栅的采用,使在修饰脉冲的重复频率、形状和宽度等方面有了很高的灵活性[238]。在这种器件中,将两个或更多个不同周期的光栅写在同一段光纤中,每个光栅可以是均匀的,也可以带有适当啁啾。

在2005年的一个实验中[239],将取样光纤布拉格光栅(SFBG)置于激光腔内,以获得重复频率大于100 GHz的被动锁模输出,如图5.33所示,其中EDF,HNL-PCF,ISO,OC,PC和PI分别表示掺铒光纤、高非线性光子晶体光纤、隔离器、光环行器、偏振控制器和偏振相关隔离器。锁模机制利用了所谓的耗散四波混频过程[241],更确切地说,取样光纤布拉格光栅的作用相当于一个具有周期性透射峰的光学滤波器,相邻透射峰的间隔为$\Delta\nu$(一般为100 GHz左右,这取决于取样周期),于是产生间隔为$\Delta\nu$的谱带。高非线性光纤内的四波混频产生附加的边带,并为这些边带提供相位锁定。这种激光器的输出是重复频率为$\Delta\nu$或其整数倍的脉冲序列,它很容易工作在100 GHz以上重复频率处。

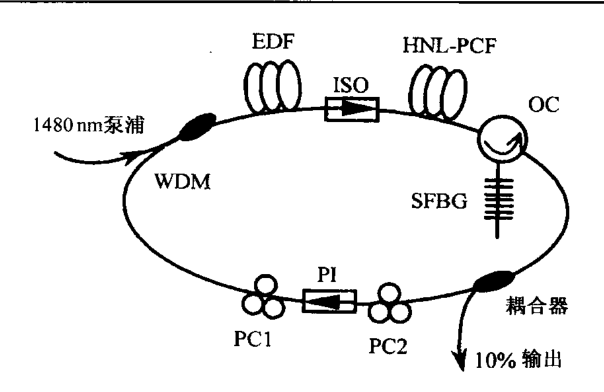


图 5.33　使用取样光纤布拉格光栅的高重复频率被动锁模掺铒光纤激光器[239]

图 5.33 所示的激光腔中包含两种光纤,其中掺铒光纤用来提供增益,高非线性光子晶体光纤用于启动四波混频过程。若适当泵浦腔内的高非线性光纤,使之能提供喇曼增益,则能得到能产生超高重复频率短脉冲的被动锁模光纤激光器的最简单设计。2006 年的一个实验采用了这种方法,产生了重复频率为 100 GHz 的锁模脉冲[242]。如图 5.34 所示,该激光腔包含仅 1 km 长的高非线性光纤(HIVLF)和一个取样光纤布拉格光栅 FBG(其反射谱如图中央插图所示),光纤的零色散波长为 1555 nm,非线性参量 γ 的值为 14 W^{-1}/km。图中的 OC,RFL 和 WPM 分别表示光环行器、光纤喇曼激光器和波分复用器。该激光器在 1450 nm 附近泵浦,可在接近 1550 nm 的波长处提供最大的喇曼增益。

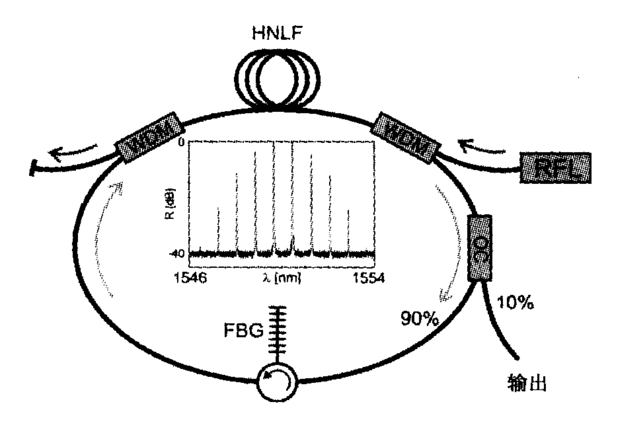


图 5.34　被动锁模光纤喇曼激光器[242]

取样光纤光栅的反射谱有多个峰,它们在 1550 nm 的中心波长附近以 100 GHz 分开。这一光栅可以通过对激光频谱滤波,使两个或三个中央峰的损耗最低,从而可作为被动锁模元件使用。这些滤波后的频率分量通过四波混频过程产生附加的边带,相邻边带间隔为 100 GHz。由于这一过程的相敏特性,多个边带的相位被锁定。一旦泵浦功率增加到 150 mW 的激光阈值以上,这样的激光器就能产生 100 GHz 的稳定锁模脉冲序列。自相关迹表明,产生的 600 fs 的脉冲以 10 ps 的间隔分开[242]。注意,由于光纤长为1 km,该激光器的基阶重复频率只有 100 kHz,因此它工作在接近 100 万次的谐波处。这一激光器清楚地表明了光纤中的非线性效应(如 SRS 和 FWM)在被动锁模方面的优势。

自感应调制不稳定性光纤激光器也利用了 FWM 这一非线性过程,这种激光器没有利用任何其他的主动或被动锁模机制,就被动产生了锁模脉冲序列[243~246]。在 1997 年的一个实验

中[244]，通过这一过程从 EDFL 中产生了重复频率为 115 GHz 的脉冲序列(脉宽约为 2 ps)。激光腔含一个 F-P 滤波器，其自由光谱范围与调制不稳定性的增益峰一致[55]。2001 年的一个实验采用了 σ 形腔结构[245]，产生了脉宽约为 2 ps 的脉冲，激光腔内的 F-P 滤波器将脉冲重复频率设定在 107 GHz。在所有这些实验中，激光器均工作在反常色散区。在后来的一个实验中[246]，EDFL 工作在光纤的正常色散区，结果产生了暗孤子序列。该实验和数值模拟表明，耗散 FWM 也对脉冲的形成起重要作用。

5.5 光纤非线性和色散的作用

非线性效应，如 SPM 和 XPM，在大多数被动锁模光纤激光器中起重要作用；而光纤色散也有很重要的作用，特别是与孤子效应有很大关系。这一节将从理论上讨论这些效应。20 世纪 90 年代，为理解和定量表示有源和无源光纤的非线性和色散效应，数值和解析分析方法都被采用过[247~265]。

5.5.1 可饱和吸收体锁模

被动锁模理论同样以金兹堡-朗道方程为基础，这和前面讨论主动锁模光纤激光器时用到的方程相同。主要区别是，在方程(5.3.3)中出现的腔损耗参量 α 的函数形式不同，被动锁模应将可饱和吸收体感应的强度相关损耗包括在内[130]。更具体地说，α 可写为

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_0(1+|A|^2/P_{\text{sa}})^{-1} \approx \alpha_c + \alpha_0 - \alpha_0|A|^2/P_{\text{sa}} \tag{5.5.1}$$

式中，P_{sa}是可饱和吸收体的饱和功率，假定它比在激光腔内循环的光脉冲的峰值功率大得多，并且仅在为简化以下分析时才做此假设。

将式(5.5.1)代入方程(5.3.3)，若双光子吸收忽略不计，则饱和吸收会改变参量 α_2，使它变为$\alpha_2 \approx -\alpha_0/P_{\text{sa}}$，$\alpha_2$ 的这个新值为负数。从物理学的角度可以理解为，可饱和吸收体与强度的关系恰好和双光子吸收体与强度的关系相反(吸收随强度的增大而减小)。在以下讨论中，利用了具有负 α_2 值的方程(5.3.3)。

α_2 符号的改变并未影响由式(4.5.4)给出的解的形式，于是可得出被动锁模光纤激光器发射啁啾孤子形式的脉冲的结论，并且其振幅由下式给出[131]：

$$u(\xi,\tau) = N_s[\text{sech}(p\tau)]^{1+iq}\exp(iK_s\xi) \tag{5.5.2}$$

式中，三个参量 N_s，p 和 q 按照式(4.5.5)至式(4.5.8)指示的方式由激光器参量确定。反之，它们与孤子宽度 T_s，峰值功率 P_s 和频率啁啾 $\delta\omega$ 的关系为(见 4.4 节)

$$T_s = T_2/p \qquad P_s = |\beta_2|N_s^2/(\gamma T_2^2) \qquad \delta\omega = q\tanh(p\tau)/T_s \tag{5.5.3}$$

利用式(4.5.6)中的 p，用激光器参量(假定是反常 GVD)将脉冲宽度写成

$$T_s = \left\{\frac{|\beta_2|[2q+d(q^2-1)]}{g_c-\alpha_c-\alpha_0}\right\}^{1/2} \tag{5.5.4}$$

式中，$d = g_c/(\beta_2\Omega_g^2)$与增益带宽有关。显然，GVD 和 SPM 在确定锁模脉冲序列的宽度上起重要作用。

将这一简单理论应用于通过半导体可饱和吸收体实现锁模的光纤激光器的模拟时，需要进行一些修正，原因在于半导体的响应不是瞬时的。实际上，量子阱的响应时间一般比锁模脉冲

的宽度大得多。用 $\alpha=\alpha_c+\alpha_s$ 代替式(5.5.1),可包括载流子的动力学特性。可饱和吸收体的吸收系数 α_s 满足下面的速率方程:

$$\frac{\partial \alpha_s}{\partial t}=\frac{\alpha_0-\alpha_s}{\tau_s}-\frac{|A|^2}{E_{\text{sa}}}\alpha_s \tag{5.5.5}$$

式中,τ_s 是载流子恢复时间,$E_{\text{sa}}\equiv\tau_s P_{\text{sa}}$是吸收体的饱和能量。对于快响应吸收体,$\alpha_s$ 由该方程的稳态解给出,它是式(5.5.2)给出的啁啾孤子解。

对于响应相对较慢的吸收体,方程(5.5.5)能近似求解,并可得到下面的关于 α 的表达式:

$$\alpha=\alpha_c+\alpha_0\exp\left[-\frac{1}{E_{\text{sa}}}\int_0^t|A(z,t)|^2\text{d}t\right] \tag{5.5.6}$$

将该式代入方程(5.4.1),可得到修正的金兹堡-朗道方程,此方程在几个重要情形下能够解析求解[263]。实际的量子阱吸收体同时具有快、慢恢复机制,有关这样的可饱和吸收体的理想模型也已经提出[262]。所得的金兹堡-朗道方程能数值求解,其预期的结果与实验数据吻合较好。

5.5.2 加成脉冲锁模

将金兹堡-朗道方程做一下延伸,可用于加成脉冲锁模光纤激光器的研究[256]。具体方法是,通过在腔内循环的脉冲的振幅和相位的变化,将锁模元件(非线性光纤环形镜或非线性偏振旋转)感应的脉冲窄化效应包括在内。

首先考虑 8 字形腔激光器的情形,它利用萨格纳克环对在其中循环的每一个脉冲施加振幅和相位变化,在环的入口处置一台光纤放大器。这种萨格纳克环对连续光的透射率已在 3.2 节中给出,对振幅为 $A(t)$的光脉冲,透射率可写为

$$T_S(t)=1-2\rho(1-\rho)\{1+\cos[(1-\rho-G\rho)\gamma|A(t)|^2L_s]\} \tag{5.5.7}$$

式中,ρ 是耦合器直通端口的透射,L_s 是环长。对 3 dB 耦合器,$\rho=0.5$,式(5.5.7)简化为

$$T_S(t)=\sin^2[(G-1)\gamma|A(t)|^2L_s/4] \tag{5.5.8}$$

若选取环长 L_s 满足$(G-1)\gamma P_0L_s=2\pi$,其中 P_0 是峰值功率,脉冲中央部分将无损耗地透射出去,而对脉冲两个边翼则存在损耗。这种强度相关损耗称为自振幅调制(self-amplitude modulation),与快可饱和吸收体感应的强度相关损耗类似。

可以认为萨格纳克环感应的强度相关损耗分布在整个腔长上,通过金兹堡-朗道方程中的参量 α_2 可将其影响包括在内。另外,通过修正参量 γ 还可以将萨格纳克环感应的非线性相移的影响包括在内。金兹堡-朗道方程的稳态解仍维持啁啾孤子形式[见式(5.5.2)],但其宽度和峰值功率受环参量的影响。这一解析解可以用来研究光纤色散和非线性对 8 字形腔光纤激光器性能的影响[26]。类似的方法可以用在通过非线性偏振旋转实现锁模的光纤激光器上[256]。

对实际的锁模光纤激光器的模拟需要考虑其他一些因素。例如,自发辐射为锁模脉冲的生成提供了种子光,应将其考虑在内。对超短脉冲,另外一种效应(即脉冲内喇曼散射感应的孤子自频移)变得比较重要,也必须包括在内。通常,需要用数值方法(如分步傅里叶法[55])解金兹堡-朗道方程,因为它包含了 SPM,XPM,GVD 和脉冲内喇曼散射效应[251~254]。对腔内未掺杂的光纤,该方程简化为广义 NLS 方程。对 8 字形腔激光器,应将萨格纳克环内反向传输的两脉冲的演化过程分开考虑,这两个光场在中央耦合器中发生干涉,决定了透射光场。

对利用非线性偏振旋转效应的光纤激光器,必须通过解推广到包括 XPM 效应的一组耦合

金兹堡-朗道方程来考查光脉冲两正交偏振分量的演化过程。另外，可用一个相当于种子光的宽带噪声脉冲作为初始条件来研究自发辐射效应[254]，噪声脉冲在激光腔内不断往复，直至达到稳态。考虑到激光腔内循环的平均功率，增益饱和效应也被包括在内。这种数值模拟能预见实验中观察到的大部分特征。

5.5.3 频谱边带和脉宽

金兹堡-朗道方程仅能给出被动锁模光纤激光器的近似描述。实际的激光器的某些特性不能用这个模型解释。例如，多数光纤激光器的频谱有类似于图 5.27 所示的边带，实际上在某些工作条件下，甚至会出现几对这样的边带。图 5.35 给出了这种脉冲频谱的一个例子[191]，该脉冲是由非线性偏振旋转被动锁模光纤激光器得到的，锁模脉冲的自相关迹如图 5.35 中小插图所示。激光器采用环形腔结构，含有 122 m 长的标准光纤(未掺杂)，总的环长为 148 m。

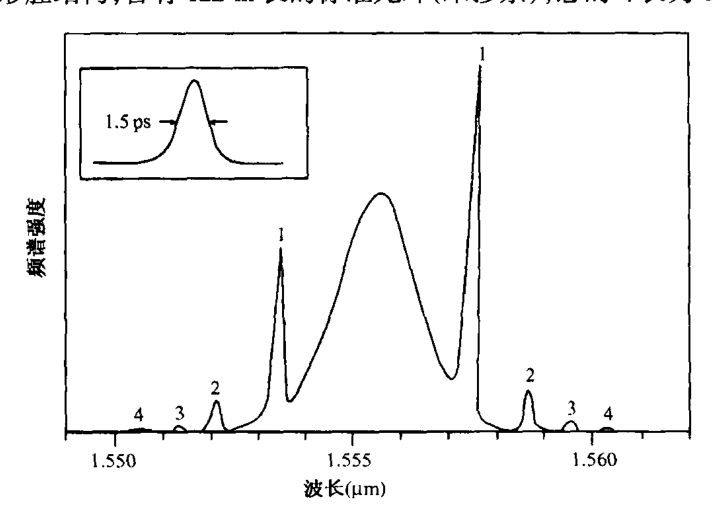


图 5.35 基于非线性偏振旋转的锁模掺铒光纤激光器的输出频谱[191]

人们对光纤激光器的输出频谱中出现边带的起因已能很好地理解[266~269]。通过解金兹堡-朗道方程得到的啁啾孤子实际上是一种平均情况，因为该方程忽略了这种孤子在每个往返周期内所受微扰的离散特性。实际情况是，输出耦合器使孤子损失一部分能量，这对腔内循环的孤子而言是一种损耗。在每次往返过程中孤子被放大，能量恢复到初始值。结果是，孤子能量和峰值功率周期性变化，其周期等于腔长。这相当于生成一个非线性折射率光栅，它能通过布拉格衍射或其他因素影响孤子的特性。以上情形类似于光纤通信系统中脉冲被周期性放大以克服光纤损耗的情形(见 4.3.2 节)。在上述两种情形中，孤子是通过屏蔽色散波[也称连续辐射(continuum radiation)]形式的一部分能量来适应微扰的。

通常，微扰产生的色散波形成了伴随孤子的低功率的宽带背景。而对周期性微扰，某些频率的色散波能被谐振增强，形成了图 5.35 所示的频谱边带。边带的频率和振幅可用孤子微扰理论来计算[268]。如果将频谱边带看成由通过周期性微扰生成的折射率光栅实现相位匹配的四波混频过程所致，其频率也可用相位匹配条件来计算。

一种简单的理解频谱边带生成的物理方法是利用相长干涉条件。设色散波频率为 $\omega_0+\delta\omega$，其中 ω_0 是孤子载频，色散波经多次往返后逐渐增强。孤子与色散波间的相位差在一次往返后必须是 2π 的整数倍，即

$$|\beta(\omega_0)+K_s-\beta(\omega_0+\delta\omega)-\beta_1\delta\omega|L=2\pi m \tag{5.5.9}$$

式中,m 是整数,$\beta(\omega_0+\delta\omega)$是色散波的传输常数,$K_s$ 是式(4.5.4)中出现的孤子波数,通常必须用式(4.5.7)确定。但是,如果孤子近似是无啁啾的,则 $K_s=(2L_D)^{-1}$,其中 $L_D=T_s^2/|\beta_2|$是宽度为 T_s 的孤子的色散长度。用泰勒级数展开 $\beta(\omega_0+\delta\omega)$并保留到 $\delta\omega$ 的二次项,再由式(5.5.9)导出如下的边带频率的表达式[266]:

$$\delta\omega T_s=\pm(8mz_0/L-1)^{1/2} \tag{5.5.10}$$

式中,$z_0=(\pi/2)L_D$ 是孤子周期。当锁模脉冲接近变换极限时,式(5.5.10)的理论预测与图 5.35 所示的边带位置吻合得相当好。对于啁啾孤子,令式(4.5.5)至式(4.5.7)中的 $s=-1(\beta_2<0)$ 且$p=T_2/T_s$,可得

$$\delta\omega T_s=\pm(8mz_0/L-1+q^2-2qd)^{1/2} \tag{5.5.11}$$

式中,啁啾参量 q 由式(4.5.8)得到。若式(5.5.9)中的 $\beta(\omega_0+\delta\omega)$的泰勒级数展开式保留到三次项,还可以将三阶色散对频谱边带的影响考虑在内[269]。

光纤激光器的周期性微扰也限制了锁模脉冲的宽度,这一点类似于孤子通信系统中对放大器间距的限制,这两种限制的起源是相同的[25]。如果孤子能从周期性微扰中恢复,则必须要求在每次往返过程中受到的微扰尽可能小,特别是,孤子在整个腔长 L 上获得的相移 K_sL 必须比 2π 小得多。考虑到 $K_s=(2L_D)^{-1}$和 $L_D=T_s^2/|\bar\beta_2|$,孤子宽度 T_s 的限制条件为

$$T_s\gg(|\bar\beta_2|L/4\pi)^{1/2} \tag{5.5.12}$$

式中,$\bar\beta_2$ 表示色散管理腔内 GVD 的平均值。如果用 $L=20$ m 和 $\bar\beta_2=-4\ \text{ps}^2/\text{km}$ 作为 8 字形激光器的典型值,则 $T_s\gg80$ fs。实际上,很难由锁模光纤激光器产生脉宽远小于 100 fs 的脉冲。式(5.5.12)还表明,通过减小激光器腔长和腔内的平均 GVD,可得到更短的锁模脉冲。如果用 $L=2$ m 和 $\beta_2=-1\ \text{ps}^2/\text{km}$ 作为锁模光纤激光器的优化值,则式(5.5.12)变为 $T_s\gg25$ fs。这样的激光器可产生脉宽小于 100 fs 的脉冲,这的确已在实验上观察到[193]。当残余色散在一个较宽范围内变化时,脉冲宽度的测量结果表明[269],脉宽确实正比于$(|\bar\beta_2|L)^{1/2}$。

对锁模光纤激光器而言,腔内平均 GVD 不必是负值,式(5.5.2)给出的通解对正常和反常 GVD 均存在,而且式(4.5.5)至式(4.5.8)表明,正常 GVD 情形下的啁啾相当大。确实,平均 GVD 值为正的色散管理光纤激光器发射的锁模脉冲是高度啁啾的,基于此原因,这些脉冲在激光腔外可大大压缩。在 1994 年的一个实验中[195],用一段色散值适当的光纤压缩锁模掺铒光纤激光器输出的脉冲,得到了 76 fs 的短脉冲。

5.5.4　相位锁定和孤子碰撞

如前面所述,多个脉冲可以同时在被动锁模光纤激光器的腔内循环,这取决于泵浦功率和其他参量。在某些工作条件下,激光器甚至能发射绑定在一起的两个或三个脉冲。由孤子理论可知,间隔较近的两个孤子会通过 XPM 彼此相互作用,根据相对相位差的不同,它们能相互吸引或排斥[55]。这种孤子的绑定态也可以在一定条件下形成。由于光纤激光器发射的锁模脉冲具有自孤子的形式,它们可能通过同样的机制发生互作用,甚至能通过某种相位锁定形成绑定态。事实确实如此。

在 2002 年的一个实验中[270],在被动锁模光纤激光器的输出端观察到了孤子绑定态。从

此，一些研究已将注意力集中到在光纤反常和正常色散区均能形成的两个或三个孤子的绑定态上[271~277]。从理论上讲，通过解金兹堡-朗道方程于 1998 年发现了稳定的孤子对[278]，两个脉冲的相对相位差被锁定在 π/2。在 2002 年的一个实验中[271]，观察到了同样的值，其中环形腔光纤激光器通过非线性偏振旋转实现了被动锁模，平均腔色散为负值。图 5.36 给出了激光输出的频谱[见图 5.36(a)中小圆圈]和自相关迹[见图 5.36(b)]，同时还给出了频谱的理论拟合结果[图 5.36(a)实线所示]。频谱表现出多峰结构，这和激光输出是两个间隔为 6.8 ps 且相位差为 π/2 的 610 fs 孤子的假设非常吻合。由自相关迹能得到同样的宽度。两个配对脉冲的间隔和泵浦功率有关，并随它的增加而增大。在该实验中，当泵浦功率超过 80 mW 时，观察到了两个以上脉冲的相位锁定。

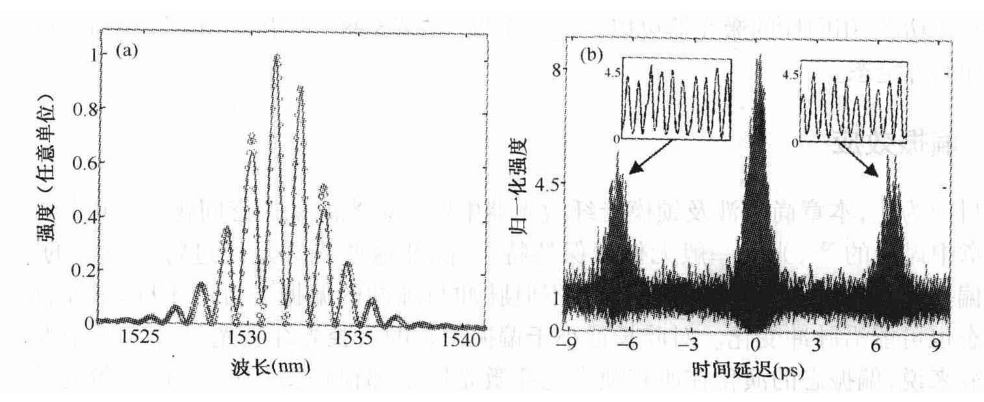


图 5.36　孤子对形式的激光输出的频谱和干涉自相关迹[271]

2003 年发现[272]，当腔内平均色散值为正时，还能够形成孤子二配对和孤子三配对。主要区别是，此时需要的泵浦功率接近 250 mW。另外，每个脉冲是高度啁啾的，与反常色散区的情形相比宽得多。确实，只有通过消啁啾将脉宽降至 850 fs 左右，才能形成三峰自相关迹(这是两个分离的脉冲的象征)。从 4.5 节的基于金兹堡-朗道方程的自孤子理论可以预测到这一行为。在 2004 年的一项研究中[274]，使用掺镱光纤激光器在正常色散区观察到了三孤子绑定态的明显迹象。在不同的工作条件下，脉冲间隔也可以不同。图 5.37 给出了该激光器的腔设计，掺镱光纤采用双包层结构，通过非线性偏振旋转实现锁模。光栅对只能部分补偿所有光纤的正常色散，结果在 1050 nm 工作波长的净色散为 0.047 ps^2。在 1.85 W 的泵浦功率下测量到的五峰自相关迹，如图 5.38 所示，它对应以大约 20 ps 间隔分开的三个 4.3 ps 脉冲的绑定态。每个脉冲都是带啁啾的，采用适当的压缩方案(见第 6 章)能够将其压缩到 100 fs。

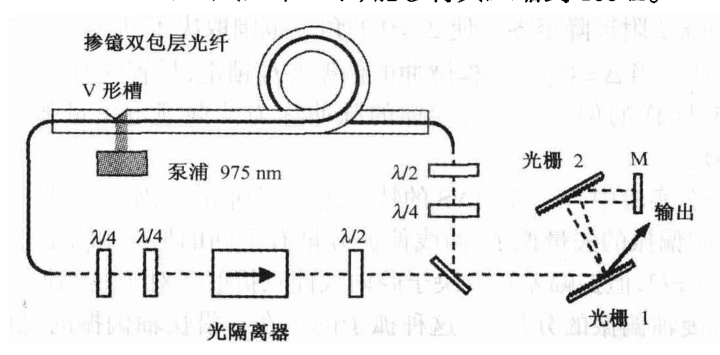


图 5.37　在正常色散区产生孤子三配对的被动锁模光纤激光器[274]

正如前面所讨论过的,抛物线脉冲也可以在锁模光纤激光器的正常色散区形成。在 2006 年的一个实验中[276],用掺镱光纤激光器观察到了两个和三个抛物线脉冲的绑定态。激光器的设计与图 5.37 所示的类似,但通过调节波片使激光器工作在抛物线脉冲区。形成绑定态的两个正啁啾抛物线脉冲的宽度为 5.4 ps,间隔为15 ps,每个脉冲的能量为 1.7 nJ,通过消啁啾技术可以将它们压缩到 100 fs。将偏振控制器设定在一个不同的状态上并增大泵浦功率,用同样的激光器可以产生三个抛物线脉冲的绑定态。

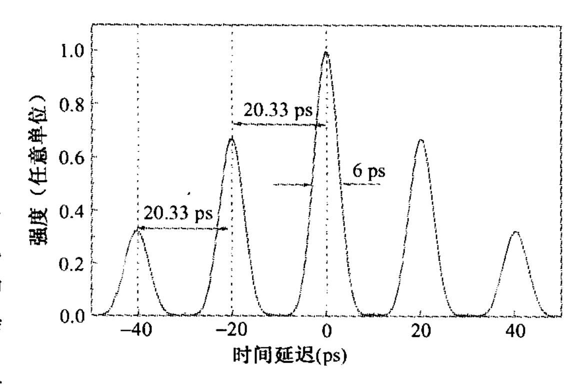


图 5.38 测得的三脉冲绑定态的自相关迹[274]

5.5.5 偏振效应

到目前为止,本章尚未涉及锁模光纤激光器中所发射光的偏振态问题。而正如在本书原理篇第 6 章中讨论的[55],光纤一般无偏振保持特性,除非这些光纤是经过特殊设计的。结果,输出光的偏振态在时域上不可能保持不变,不但脉冲与脉冲的偏振态可能不同,甚至同一个脉冲的偏振态也可能沿脉冲变化。对腔长远小于偏振拍长的短腔光纤激光器而言,这种情形相当重要。一般来说,偏振态的演化在所有锁模光纤激光器中都很重要,为了准确理解这些激光器的功能,应将偏振的影响包括在内[279~286]。

在 1997 年的一个实验中[279],完整地研究了偏振效应。实验所用光纤激光器的腔长约为 1 m 甚至更短,并利用可饱和布拉格反射器实现被动锁模,除了增加一个偏振控制器外,腔的设计与图 5.24 所示的结构类似。偏振控制器是通过将常规单模光纤缠绕在两个直径为 5.5 cm 的圆盘上制成的,通过改变盘的方位角 θ_1 和 θ_2,可以连续调节腔内线性双折射。一个线检偏器置于激光器的输出端,用来分析出射光的偏振态,它将偏振态的变化转变为周期性的振幅变化,同时在每个纵模周围的频谱中引入 AM 边带。这些边带的出现标志着脉冲与脉冲之间的偏振态不是固定不变的,而且其频率间隔 Δ 为偏振态在时间周期上的演化提供了定量量度。基于此原因,该频率称为偏振演化频率(polarization-evolution frequency)。

由实验观测到,对 θ_1 和 θ_2 的一定组合,AM 边带消失了($\Delta=0$)。图 5.39 给出了在 θ_2 取一定值时,Δ 随 θ_1 的变化情况[282]。从图中可以看出,偏振演化频率在 θ_1 接近 $\pi/2$ 的过程中随 θ_1 的增大而减小,并在 $\pi/2$ 附近降至零。使 $\Delta=0$ 的角度范围取决于 θ_1 接近 $\pi/2$ 的方向,这表明这一现象表现出迟滞性。当 $\Delta=0$ 时,锁模脉冲的偏振态被锁定,尽管这时激光腔内存在线性双折射,但所有脉冲具有同样的偏振态[280],这样的脉冲称为偏振锁定矢量孤子(polarization-locked vector soliton, PLVS)。

在 2000 年的一个实验中[282],对 PLVS 的特性进行了研究,该实验证明 PLVS 是线偏振或椭圆偏振的。对于椭圆偏振的矢量孤子,两线偏振分量有不同的振幅和相位。而在所有情形中,相对相位差固定在 $\pm\pi/2$,但振幅差别取决于腔内线性双折射。对于线偏振的矢量孤子,孤子的所有能量集中在沿慢轴偏振的分量上,这种孤子的存在与沿快轴偏振的光的偏振不稳定性有关[55]。基于一组两个耦合金兹堡-朗道方程的理论模型能够解释大部分实验结果[283]。

利用双折射萨格纳克环锁模的光纤激光器中还能够生成矢量孤子[281]。对于通过非线性偏

振旋转锁模的光纤激光器而言，双折射效应会导致脉冲与脉冲之间在峰值功率和偏振态上的周期性变化[284]，仅当偏振相关隔离器的偏振轴与光纤的慢轴准直时，才能产生振幅和偏振同时被锁定的脉冲序列。

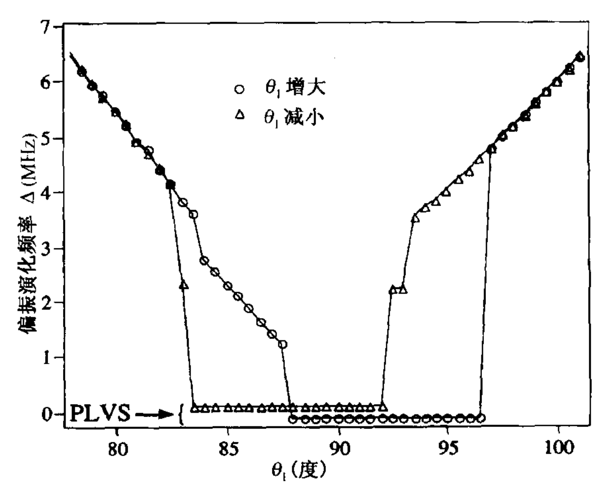


图 5.39　偏振演化频率(PEF)Δ 随 θ_1 的变化情况[282]

在 2002 年的一个实验中[285]，将类似于图 5.28 所示的环形腔设计用到掺镱光纤激光器中，更特别的是，偏振相关隔离器置于两半波片之间。由于这两个波片方位的不同，光纤激光器可以运转在连续、Q 开关和锁模区域。对某些方位，还观察到了不稳定的自脉动区域。实验结果可以用一组两个耦合金兹堡-朗道方程模拟，所得数值解表明，光场的偏振态通常是椭圆的。尽管偏振态沿腔长演化，但达到稳态后，腔内一个不动点处的偏振态不会因一次往返到下一次往返而变化[286]。孤子的椭圆偏振态及其连续演化行为即使在无源光纤中也能发生，光脉冲在无源光纤中是以矢量孤子的形式传输的[287]。

习题

5.1　为什么光纤激光器中的增益沿光纤长度变化？将轴向变化包括在内，并考虑激光腔内的一次往返，推导阈值条件。

5.2　利用阈值条件[见式(5.1.3)]推导光纤激光器达到阈值所需的泵浦功率的表达式。

5.3　为什么激光器中的增益被箝制在其阈值上？利用这一特性推导光纤激光器输出功率和斜率效率的表达式。

5.4　不采用实际的腔镜，如何设计光纤激光器的 F-P 腔？给出两种设计方案并说明工作原理。

5.5　试说明受激布里渊散射和受激喇曼散射是如何影响掺镱光纤激光器的输出功率的，实际应用中可以采用什么步骤来减小它们的影响？

5.6　利用适合于 Q 开关光纤激光器的速率方程，推导脉冲宽度的表达式。可以参考相关文献[28 ~ 30]或任何其他关于激光器的书籍。

5.7　考虑腔内的 N 个纵模，每两个相邻纵模的相位差是一个常数，推导输出强度的表达式。当光纤激光器中有 10 000 个模式以此种方式锁定时，估计脉冲宽度，假设环形腔长为 5 m。

5.8　解释 XPM 是怎样用来感应光纤激光器中的锁模的，必要时用图示说明。

5.9　快可饱和吸收体的吸收随功率 P 的变化为 $\alpha = \alpha_0(1 + P/P_{sa})^{-1}$，式中 P_{sa} 是饱和功率。当峰值功率为 $P_0 = 100P_{sa}$ 的 1 ps 双曲正割脉冲通过可饱和吸收体时，估计脉冲窄化的程度，假定低功率的光仅有 0.1% 被透射。

5.10 说明 8 字形腔光纤激光器的锁模过程,是何种因素限制了这种激光器的脉宽?

5.11 非线性双折射效应是如何用于被动锁模光纤激光器的?画出激光腔的示意图并说明每个元件的作用。

5.12 在被动锁模光纤激光器发射的脉冲频谱中常看到的边带的起因是什么?推导这些边带频率的表达式。

参考文献

[1] E. Snitzer, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 444 (1961).

[2] J. Stone and C. A. Burrus, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 388 (1973); *Appl. Opt.* **13**, 1256 (1974).

[3] M. I. Dzhibladze, Z. G. Esiashvili, E. S. Teplitskii, S. K. Isaev, and V. R. Sagaradze, *Sov. J. Quantum Electron.* **13**, 245 (1983).

[4] R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole, and D. N. Payne, *Electron. Lett.* **21**, 738 (1985).

[5] L. Reekie, R. J. Mears, S. B. Poole, and D. N. Payne, *J. Lightwave Technol.* **4**, 956 (1986).

[6] I. M. Jauncey, L. Reekie, R. J. Mears, D. N. Payne, C. J. Rowe, D. C. J. Reid, I. Bennion, and C. Edge, *Electron. Lett.* **22**, 987 (1986).

[7] I. P. Alcock, A. I. Ferguson, D. C. Hanna, and A. C. Tropper, *Opt. Lett.* **11**, 709 (1986); *Electron. Lett.* **22**, 268 (1986).

[8] M. Shimizu, H. Suda, and M. Horiguchi, *Electron. Lett.* **23**, 768 (1987).

[9] L. Reekie, I. M. Jauncey, S. B. Poole, and D. N. Payne, *Electron. Lett.* **23**, 884 (1987); *Electron. Lett.* **23**, 1078 (1987).

[10] I. M. Jauncey, L. Reekie, J. E. Townsend, D. N. Payne, and C. J. Rowe, *Electron. Lett.* **24**, 24 (1988).

[11] K. Liu, M. Digonnet, K. Fesler, B. Y. Kim, and H. J. Shaw, *Electron. Lett.* **24**, 838 (1988).

[12] D. C. Hanna, R. M. Percival, I. M. Perry, R. G. Smart, and A. C. Trooper, *Electron. Lett.* **24**, 1068 (1988).

[13] G. T. Maker and A. I. Ferguson, *Electron. Lett.* **24**, 1160 (1988).

[14] I. N. Duling, L. Goldberg, and J. F. Weller, *Electron. Lett.* **24**, 1333 (1988).

[15] M. C. Brierley, P. W. France, and C. A. Miller, *Electron. Lett.* **24**, 539 (1988).

[16] M. C. Farries, P. R. Morkel, and J. E. Townsend, *Electron. Lett.* **24**, 709 (1988).

[17] D. C. Hanna, R. M. Percival, I. R. Perry, R. G. Smart, P. J. Suni, J. E. Townsend, and A. C. Trooper, *Electron. Lett.* **24**, 1111 (1988).

[18] R. Wyatt, B. J. Ainslie, and S. P. Craig, *Electron. Lett.* **24**, 1362 (1988).

[19] M. S. O'Sullivan, J. Chrostowski, E. Desurvire, and J. R. Simpson, *Opt. Lett.* **14**, 438 (1989).

[20] W. J. Barnes, S. B. Poole, J. E. Townsend, L. Reekie, D. J. Taylor, and D. N. Payne, *J. Lightwave Technol.* **7**, 1461 (1989).

[21] M. C. Farries, P. R. Morkel, R. I. Laming, T. A. Birks, D. N. Payne, and E. J. Tarbox, *J. Lightwave Technol.* **7**, 1473 (1989).

[22] Y. Kimura, K. Susuki, and M. Nakazawa, *Opt. Lett.* **14**, 999 (1989).

[23] R. Wyatt, *Electron. Lett.* **26**, 1498 (1989).

[24] M. J. F. Digonnet, Ed., *Rare-Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers* (Marcel Dekker, New York, 2001).

[25] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, 3rd ed. (Wiley, Hoboken, NJ, 2002).

[26] I. N. Duling III, Ed., *Compact Sources of Ultrashort Pulses* (Cambridge University Press, New York, 2006).

[27] A. J. Brown, J. Nilsson, D. J. Harter, and A. Tünnermann, Eds., *Fiber Lasers III: Technology, Systems, and Applications*, Vol. 6102 (SPIE Press, Bellingham, WA, 2006).

[28] A. E. Siegman, *Lasers* (University Science Books, Mill Valley, CA, 1986).

[29] W. T. Silfvast, *Laser Fundamentals*, 2nd ed. (Cambridge University Press, New York, 2004).

[30] O. Svelto, *Principles of Lasers*, 4th ed. (Plenum, New York, 1998).

[31] D. C. Hanna, R. M. Percival, I. R. Perry, R. G. Smart, J. E. Townsend, and A. C. Tropper, *Opt. Commun.* **78**, 187 (1990).

[32] J. Y. Allain, M. Monerie, and H. Poignant, *Electron. Lett.* **26**, 166 (1990); *Electron. Lett.* **26**, 261(1990); *Electron. Lett.* **27**, 189 (1991).

[33] S. Sanders, R. G. Waarts, D. G. Mehuys, and D. F. Welch, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 1815 (1995).

[34] R. Scheps, *Prog. Quantum Electron.* **20**, 271 (1996).

[35] M. Zeller, H. G. Limberger, and T. Lasser, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 194 (2003).
[36] R. P. Kashyap, I. R. Armitage, R. Wyatt, S. T. Davey, and D. L. Williams, *Electron. Lett.* **26**, 730 (1990).
[37] G. A. Ball, W. W. Morey, and W. H. Glenn, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **3**, 613 (1991).
[38] D. B. Mortimore, *J. Lightwave Technol.* **6**, 1217 (1988).
[39] P. Barnsley, P. Urquhart, C. A. Miller, and M. C. Brierley, *J. Opt. Soc. Am. A* **5**, 1339 (1988).
[40] P. R. Morkel, in *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, M. J. F. Digonnet, Ed. (Marcel Dekker, New York, 1993), Chap. 6.
[41] Y. Chaoyu, P. Jiangde, and Z. Bingkun, *Electron. Lett.* **25**, 101 (1989).
[42] F. Hakimi, H. Po, T. Tumminelli, B. C. McCollum, L. Zenteno, N. M. Cho, and E. Snitzer, *Opt. Lett.* **14**, 1060 (1989).
[43] H. Po, J. D. Cao, B. M. Laliberte, R. A. Minns, R. F. Robinson, B. H. Rockney, R. R. Tricca, and Y. H. Zhang, *Electron. Lett.* **29**, 1500 (1993).
[44] L. Zenteno, *J. Lightwave Technol.* **11**, 1435 (1993).
[45] H. Zellmer, U. Willamowski, A. Tünnermann, H. Welling, S. Unger, V. Reichel, H.-R. Muller, T. Kirchhof, and P. Albers, *Opt. Lett.* **20**, 578 (1995).
[46] H. M. Pask, R. J. Carman, D. C. Hanna, A. C. Tropper, C. J. Mackechnie, P. R. Barber, and J. M. Dawes, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **1**, 2 (1995).
[47] V. Dominic, S. MacCormack, R. Waarts, S. Sanders, S. Bicknese, R. Dohle, E. Wolak, P. S. Yeh and E. Zucker, *Electron. Lett.* **35**, 1158 (1999).
[48] J. M. Sousa, J. Nilsson, C. C. Renaud, J. A. Alvarez-Chavez, A. B. Grudinin, and J. D. Minelly, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 39 (1999).
[49] J. Limpert, A. Liem, H. Zellmer, and A. Tünnermann, *Electron. Lett.* **39**, 645 (2003).
[50] J. Nilsson, W. A. Clarkson, R. Selvas, J. K. Sahu, P. W. Turner, S. U. Alam, and A. B. Grudinin, *Opt. Fiber Technol.* **10**, 5 (2004).
[51] A. S. Kurkov and E. M. Dianov, *Quantum Electron.* **34**, 8811 (2004).
[52] C. H. Liu, B. Ehlers, F. Doerfel, S. Heinemann, A. Carter, K. Tankala, J. Farroni, and A. Galvanauskas, *Electron. Lett.* **23**, 1471 (2004).
[53] Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, and J. Nilsson, *Opt. Express* **12**, 6088 (2004).
[54] J. Limpert, O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, T. Schreiber, A. Tünnermann, S. Ermeneux, P. Yvernault, and F. Salin, *Opt. Express* **14**, 2715 (2006).
[55] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. (Academic Press, San Diego, CA, 2007).
[56] J. P. Koplow, D. A. V. Kliner, and L. Goldberg, *Opt. Lett.* **25**, 442 (2000).
[57] P. Wang, L. J. Cooper, W. A. Clarkson, J. Nilsson, R. B. Williams, J. Sahu, and A. K. Vogel, *Electron. Lett.* **40**, 1325 (2004).
[58] P. Wang, L. J. Cooper, J. K. Sahu, and W. A. Clarkson, *Opt. Lett.* **31**, 2265 (2006).
[59] Z. Jiang and J. R. Marciante, *J. Opt. Soc. Am. B* **23**, 2051 (2006).
[60] G. C. Valley, *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 704 (1986).
[61] W. L. Barnes, P. R. Morkel, L. Reekie, and D. N. Payne, *Opt. Lett.* **14**, 1002 (1989).
[62] Y. Kimura, K. Susuki, and M. Nakazawa, *Opt. Lett.* **14**, 999 (1989).
[63] K. Iwatsuki, H. Okumura, and M. Saruwatari, *Electron. Lett.* **26**, 2033 (1990).
[64] J. L. Zyskind, J. W. Sulhoff, J. W. Stone, D. J. DiGiovanni, L. W. Stulz, H. M. Presby, A. Piccirilli, and P. E. Pramayon, *Electron. Lett.* **27**, 2148 (1991).
[65] D. A. Smith, M. W. Maeda, J. J. Johnson, J. S. Patel, M. A. Saifi, and A. V. Lehman, *Opt. Lett.* **16**, 387(1991).
[66] P. D. Humphrey and J. E. Bowers, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 32 (1993).
[67] C. V. Poulsen and M. Sejka, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 646 (1993).
[68] Y. T. Chieng and R. A. Minasian, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 153 (1994).
[69] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings* (Academic Press, San Diego, CA, 1999), Chap. 8.
[70] G. A. Ball and W. H. Glenn, *J. Lightwave Technol.* **10**, 1338 (1982).
[71] S. V. Chernikov, R. Kashyap, P. F. McKee, and J. R. Taylor, *Electron. Lett.* **29**, 1089 (1993).
[72] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, and R. Kashyap, *Opt. Lett.* **18**, 2024 (1993); *Electron. Lett.* **29**, 1788 (1993).
[73] J. T. Kringlebton, P. R. Morkel, L. Reekie, J. L. Archambault, and D. N. Payne, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 1162 (1993).

[74] G. A. Ball, C. E. Holton, G. Hull-Allen, and W. W. Morey, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 192 (1994).
[75] J. L. Archambault and S. G. Grubb, *J. Lightwave Technol.* **15**, 1378 (1997).
[76] K. Hsu, W. H. Loh, L. Dong, and C. M. Miller, *J. Lightwave Technol.* **15**, 1438 (1997).
[77] W. H. Loh, B. N. Samson, L. Dong, G. J. Cowle, and K. Hsu, *J. Lightwave Technol.* **16**, 114 (1998).
[78] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, 2nd ed. (Van Nostrand Reinhold, New York, 1993).
[79] W. H. Loh and R. I. Lamming, *Electron. Lett.* **31**, 1440 (1995).
[80] M. Sejka, P. Varming, J. Hübner, and M. Kristensen, *Electron. Lett.* **31**, 1445 (1995).
[81] J. Hübner, P. Varming, and M. Kristensen, *Electron. Lett.* **33**, 139 (1997).
[82] M. Ibsen, S.-U. Alam, M. N. Zervas, A. B. Grudinin, and D. N. Payne, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 1114 (1999).
[83] M. Ibsen, S. Y. Set, C. S. Goh, and K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 21 (2002).
[84] L. B. Fu, R. Selvas, M. Ibsen, J. K. Sahu, J. N. Jang, S.-U. Alam, J. Nilsson, D. J. Richardson, D. N. Payne, C. Codemard, S. Goncharov, I. Zalevsky, and A. B. Grudinin, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 655 (2003).
[85] P. Horak, N. Y. Voo, M. Ibsen, and W. H. Loh, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 998 (2006).
[86] Y. Dai, X. Chen, J. Sun, Y. Yao, and S. Xie, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 1964 (2006).
[87] J. Chow, G. Town, B. Eggleton, M. Isben, K. Sugden, and I. Bennion, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 60 (1996).
[88] N. Park and P. F. Wysocki, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 1459 (1996).
[89] S. Yamashita, K. Hsu, and W. H. Loh, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **3**, 1058 (1997).
[90] N. J. C. Libatique and R. K. Jain, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 1584 (1999).
[91] G. Brochu, S. LaRochelle, and R. Slavík, *J. Lightwave Technol.* **23**, 44 (2005).
[92] J. J. Pan and Y. Shi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 36 (1999).
[93] K. H. Ylä-Jarkko A. B. Grudinin, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 191 (2003).
[94] A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer, and A. Tnnermann, *Opt. Lett.* **28**, 1537 (2003).
[95] C. Alegria, Y. Jeong, C. Codemard, J. K. Sahu, J. A. Alvarez-Chavez, L. Fu, M. Ibsen, and J. Nilsson, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 1825 (2004).
[96] Y. Jeong, J. Nilsson, D. B. S. Soh, C. A. Codemard, P. Dupriez, C. Farrell, J. K. Sahu, J. Kim, S. Yoo, D. J. Richardson, and D. N. Payne, in *Proc. Optical Fiber Commun.*, Paper OThW7 (Optical Society of America, Washington, DC, 2006).
[97] G. H. M. van Tartwijk and G. P. Agrawal, *Prog. Quant. Electron.* **22**, 43 (1998).
[98] F. Sanchez, P. LeBoudec, P. L. François, and G. M. Stefan, *Phys. Rev. A* **48**, 2220 (1993).
[99] E. Lacot, F. Stoeckel, and M. Chenevier, *Phys. Rev. A* **49**, 3997 (1994).
[100] M. Dinand and C. Schütte, *J. Lightwave Technol.* **13**, 14 (1995).
[101] F. Sanchez, M. LeFlohic G. M. Stefan, P. LeBoudec, and P. L. François, *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 481 (1995).
[102] R. Rangel-Rojo and M. Mohebi, *Opt. Commun.* **137**, 98 (1997).
[103] S. Bielawski, D. Derozier, and P. Glorieux, *Phys. Rev. A* **46**, 2811 (1992).
[104] M. Haeltermann, S. Trillo, and S. Wabnitz, *Phys. Rev. A* **47**, 2344 (1993).
[105] F. Sanchez and G. Stefan, *Phys. Rev. E* **53**, 2110 (1996).
[106] Q. L. Williams, J. Garcia-Ojalvo, and R. Roy, *Phys. Rev. A* **55**, 2376 (1997).
[107] L. G. Luo, T. J. Lee, and P. L. Chu, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 972 (1998).
[108] H. D. I. Abarbanel, M. B. Kennel, M. Buhl, and C. T. Lewis, *Phys. Rev. A* **60**, 2360 (1999).
[109] G. D. van Wiggeren and R. Roy, *Science* **279**, 2524 (1998); *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3547 (1998).
[110] L. G. Luo, P. L. Chu, and H. F. Liu, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 269 (2000).
[111] A. Uchida, F. Rogister, J. García-Ojalvo, and R. Roy, in *Progrss in Optics*, Vol. 48, E. Wolf, Ed. (Elevier, New York, 2005), Chap. 5.
[112] R. Paschotta, R. Haring, E. Gini. H. Melchior, U. Keller, H. L. Offerhaus, and D. J. Richardson, *Opt. Lett.* **24**, 388 (1999).
[113] C. C. Renaud, R. J. Selvas-Aguilar, J. Nilsson, P. W. Turner, and A. B. Grudinin, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 976 (1999).
[114] J. A. Alvarez-Chavez, H. L. Offerhaus, J. Nilsson, P. W. Turner, W. A. Clarkson, and D. J. Richardson, *Opt. Lett.* **25**, 37 (2000).
[115] C. C. Renaud, H. L. Offerhaus, J. A. Alvarez-Chavez, J. Nilsson, W. A. Clarkson, P. W. Turner, D. J. Richardson, and A. B. Grudinin, *IEEE J. Quantum Electron.* **37**, 199 (2001).

[116] M. Laroche, A. M. Chardon, J. Nilsson, D. P. Shepherd, and W. A. Clarkson, *Opt. Lett.* **27**, 1980 (2002).
[117] Y. Wang and C. Xu, *Opt. Lett.* **29**, 1060 (2004).
[118] A. Piper, A. Malinowski, K. Furusawa, and D. J. Richardson, *Electron. Lett.* **40**, 928 (2004).
[119] O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, S. Linke, T. Schreiber, K. Rademaker, J. Limpert, S. Ermeneux, P. Yvernault, F. Salin, and A. Tünnermann, *Opt. Lett.* **32**, 1551 (2000).
[120] S. V. Chernikov, Y. Zhu, J. R. Taylor, and V. P. Gapontsev, *Opt. Lett.* **22**, 298 (1997).
[121] Z. J. Chen, A. B. Grudinin, J. Porta, and J. D. Minelly, *Opt. Lett.* **23**, 454 (1998).
[122] A. Hideur, T. Chartier, C. Özkul, and F. Sanchez, *Opt. Commun.* **186**, 311 (2000).
[123] Y. X. Fan, F. Y. Lu, S. L. Hu, K. C. Lu, H. J. Wang, X. Y. Dong, J. L. He, and H. T. Wang, *Opt. Lett.* **29**, 724 (2004).
[124] A. A. Fotiadi, P. Mégret, and M. Blondel, *Opt. Lett.* **29**, 1078 (2004).
[125] Y. Zhao and S. D. Jackson, *Opt. Lett.* **31**, 751 (2006); *Opt. Lett.* **31**, 2739 (2006).
[126] M. Y. Cheng, Y. C. Chang, A. Galvanauskas, P. Mamidipudi, R. Changkakoti, and P. Gatchell, *Opt. Lett.* **30**, 358 (2005).
[127] L. Farrow, D. A. V. Kliner, P. E. Schrader, A. A. Hoops, S. W. Moore, G. R. Hadley, and R. L. Schmitt, *Proc. SPIE* **6102**, 61020L (2006).
[128] D. Brooks and F. Di Teodoro, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 111119 (2006).
[129] D. J. Kuizenga and A. E. Siegman, *IEEE J. Quantum Electron.* **6**, 694 (1970).
[130] H. A. Haus, *J. Appl. Phys.* **46**, 3049 (1975); *IEEE J. Quantum Electron.* **11**, 323 (1975).
[131] H. A. Haus, in *Compact Sources of Ultrashort Pulses*, I. N. Duling III, Ed. (Cambridge University Press, New York, 2006).
[132] F. X. Kärtner, D. Kopf, and U. Keller, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 486 (1995).
[133] K. Tamura and M. Nakazawa, *Opt. Lett.* **21**, 1930 (1996).
[134] N. G. Usechak and G. P. Agrawal, *Opt. Express* **13**, 2075 (2005).
[135] N. G. Usechak and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 2570 (2005).
[136] K. Noguchi, O. Mitomi, and H. Miyazawa, *J. Lightwave Technol.* **16**, 615 (1998).
[137] J. D. Kafka, T. Baer, and D. W. Hall, *Opt. Lett.* **14**, 1269 (1989).
[138] K. Smith, J. R. Armitage, R. Wyatt, N. J. Doran, and S. M. J. Kelly, *Electron. Lett.* **26**, 1149 (1990).
[139] A. Takada and H. Miyazawa, *Electron. Lett.* **26**, 216 (1990).
[140] H. Takara, S. Kawanishi, M. Saruwatari, and K. Noguchi, *Electron. Lett.* **28**, 2095 (1992).
[141] X. Shan, D. Cleland, and A. Elis, *Electron. Lett.* **28**, 182 (1992).
[142] G. T. Harvey and L. F. Mollenauer, *Opt. Lett.* **18**, 107 (1993).
[143] T. Pfeiffer and G. Veith, *Electron. Lett.* **29**, 1849 (1993).
[144] M. Nakazawa, E. Yoshida, and Y. Kimura, *Electron. Lett.* **30**, 1603 (1994).
[145] E. Yoshida, Y. Kimura, and M. Nakazawa, *Electron. Lett.* **31**, 377 (1995).
[146] T. F. Carruthers and I. N. Duling III, *Opt. Lett.* **21**, 1927 (1996).
[147] R. Kiyan, O. Deparis, O. Pottiez, P. Mégret, and M. Blondel, *Opt. Lett.* **24**, 1029 (1999).
[148] K. S. Abedin, N. Onodera, and M. Hyodo, *Opt. Lett.* **24**, 1564 (1999).
[149] E. Yoshida and M. Nakazawa, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 548 (1999).
[150] E. Yoshida, N. Shimizu, and M. Nakazawa, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 1587 (1999).
[151] B. Bakshi and P. A. Andrekson, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 1387 (1999).
[152] T. F. Carruthers, I. N. Duling III, M. Horowitz, and C. R. Menyuk, *Opt. Lett.* **25**, 153 (2000).
[153] M. Horowitz, C. R. Menyuk, T. F. Carruthers, and I. N. Duling III, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 266 (2000); *J. Lightwave Technol.* **18**, 1565 (2000).
[154] J.-N. Maran, S. LaRochelle, and P. Besnard, *Opt. Lett.* **28**, 2082 (2003).
[155] K. S. Abedin and F. Kubota, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **10**, 1203 (2004).
[156] J. Vasseur, M. Hanna, and J. M. Dudley, *Opt. Commun.* **256**, 394 (2005).
[157] M. Tang, X. L. Tian, P. Shum, S. N. Fu, and H. Dong, *Opt. Express* **14**, 1726 (2006).
[158] N. G. Usechak, J. D. Zuegel, and G. P. Agrawal, *Opt. Lett.* **29**, 1360 (2004).
[159] N. G. Usechak, G. P. Agrawal, and J. D. Zuegel, *IEEE J. Quantum Electron.* **41**, 753 (2005).

[160] M. Zirngibl, L. W. Stulz, J. Stone, J. Hugi, D. DiGiovanni, and P. B. Hansen, *Electron. Lett.* **27**, 1734 (1991).
[161] W. H. Loh, D. Atkinson, P. R. Morkel, M. Hopkinson, A. Rivers, A. J. Seeds, and D. N. Payne, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 35 (1993).
[162] W. H. Loh, D. Atkinson, P. R. Morkel, M. Hopkinson, A. Rivers, A. J. Seeds, and D. N. Payne, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 4 (1993).
[163] W. H. Loh, D. Atkinson, P. R. Morkel, R. Grey, A. J. Seeds, and D. N. Payne, *Electron. Lett.* **29**, 808 (1993).
[164] E. A. De Souza, M. N. Islam, C. E. Soccolich, W. Pleibel, R. H. Stolen, J. R. Simpson, and D. J. DiGiovanni, *Electron. Lett.* **29**, 447 (1993).
[165] D. Abraham, R. Nagar, V. Mikhelashvili, and G. Eisenstein, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 2857 (1993).
[166] B. C. Collings, K. Bergman, S. T. Cundiff, S. Tsuda, J. N. Kutz, J. E. Cunningham, W. Y. Jan, M. Koch, and W. H. Knox, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **3**, 1065 (1997).
[167] B. C. Collings, K. Bergman, and W. H. Knox, *Opt. Lett.* **23**, 123, (1998).
[168] S. Y. Set, H. Yaguchi, Y. Tanaka, and M. Jablonski, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **10**, 137 (2004).
[169] S. Yamashita, Y. Inoue, K. Hsu, T. Kotake, H. Yaguchi, D. Tanaka, M. Jablonski, and S.Y. Set, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 750 (2005).
[170] R. Herda, O. G. Okhotnikov, E. U. Rafailov, W. Sibbett, P. Crittenden, and A, Starodumov, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 157 (2006).
[171] M. Moenster, P. Glas, R. Iliew, R. Wedell, and G. Steinmeyer, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 2502 (2006).
[172] A. Isomäki and O. G. Okhotnikov, *Opt. Express* **14**, 9238 (2006).
[173] M. J. O'Connell, Ed., *Carbon Nanotubes: Properties and Applications* (CRC Press, Boca Raton, FL, 2006).
[174] D. J. Richardson, R. I. Laming, D. N. Payne, V. J. Matsas, and M. W. Phillips, *Electron. Lett.* **27**, 542 (1991); *Electron. Lett.* **27**, 1451 (1991).
[175] I. N. Duling III, *Electron. Lett.* **27**, 544 (1991); *Opt. Lett.* **16**, 539 (1991).
[176] M. Nakazawa, E. Yoshida, and Y. Kimura, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2073 (1991).
[177] D. J. Richardson, A. B. Grudinin, and D. N. Payne, *Electron. Lett.* **28**, 778 (1992).
[178] M. Nakazawa, E. Yoshida, and Y. Kimura, *Electron. Lett.* **29**, 63 (1993).
[179] A. B. Grudinin, D. J. Richardson, and D. N. Payne, *Electron. Lett.* **28**, 67 (1992).
[180] E. Yoshida, Y. Kimura, and M. Nakazawa, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 932 (1992).
[181] M. L. Dennis and I. N. Duling III, *Electron. Lett.* **28**, 1894 (1992); *Appl. Phys. Lett.* **62**, 2911 (1993).
[182] S. Wu, J. Strait, R. L. Fork, and T. F. Morse, *Opt. Lett.* **18**, 1444 (1993).
[183] D. U. Noske and J. R. Taylor, *Electron. Lett.* **29**, 2200 (1993).
[184] A. J. Stentz and R. W. Boyd, *Electron. Lett.* **30**, 1302 (1994).
[185] W. Y. Oh, B. Y. Kim, and H. W. Lee, *IEEE J. Quantum Electron.* **32**, 333 (1996).
[186] T. O. Tsun, M. K. Islam, and P. L. Chu, *Opt. Commun.* **141**, 65 (1997).
[187] N. H. Seong and D. Y. Kim, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 459 (2002); *Opt. Lett.* **27**, 1521 (2002).
[188] A. V. Avdokhin, S. V. Popov and J. R. Taylor, *Opt. Express* **11**, 265 (2003).
[189] D. A. Chestnut and J. R. Taylor, *Opt. Lett.* **30**, 2982 (2005).
[190] V. J. Matsas, T. P. Newson, D. J. Richardson, and D. N. Payne, *Electron. Lett.* **28**, 1391 (1992).
[191] D. U. Noske, N. Pandit, and J. R. Taylor, *Opt. Lett.* **17**, 1515 (1992).
[192] K. Tamura, H. A. Haus, and E. P. Ippen, *Electron. Lett.* **28**, 2226 (1992).
[193] K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus, and L. E. Nelson, *Opt. Lett.* **18**, 1080 (1993).
[194] M. H. Ober, M. Hofer, and M. E. Fermann, *Opt. Lett.* **18**, 367 (1993).
[195] K. Tamura, L. E. Nelson, H. A. Haus, and E. P. Ippen, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 149 (1994).
[196] M. E. Fermann, L.-M. Yang, M. L. Stock, and M. J. Andrejco, *Opt. Lett.* **19**, 43 (1994).
[197] K. Tamura, E. P. Ippen, and H. A. Haus, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 158 (1995).
[198] R. Hofer, M. Hofer, and G. A. Reider, *Opt. Commun.* **169**, 135 (1999).
[199] F. Ö. Ilday, J. Buckley, L. Kuznetsova, and F. W. Wise, *Opt. Express* **11**, 3550 (2003).
[200] B. Ortaç, A. Hideur, M. Brunel, *Opt. Lett.* **29**, 1995 (2004).
[201] F. Ö Ilday, J. R. Buckley, W. G. Clark, and F. W. Wise, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 213902 (2004).
[202] J. R. Buckley, F. W. Wise, F. Ö. Ilday, and T. Sosnowski, *Opt. Lett.* **30**, 1888 (2005).

[203] J. R. Buckley, S. W. Clark, and F. W. Wise, *Opt. Lett.* **31**, 1340 (2006).
[204] C. K. Nielsen and S. R. Keiding, *Opt. Lett.* **32**, 1474 (2007).
[205] J. Chen, J. W. Sickler, E. P. Ippen, and F. X. Kärtner, *Opt. Lett.* **32**, 1566 (2007).
[206] R. P. Davey, R. P. E. Fleming, K. Smith, R. Kashyap, and J. R. Armitage, *Electron. Lett.* **27**, 2087(1991).
[207] T. F. Carruthes, I. N. Duling III, and M. L. Dennis, *Electron. Lett.* **30**, 1051 (1994).
[208] D. J. Jones, L. E. Nelson, H. A. Haus, and E. P. Ippen, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **3**, 1076 (1997).
[209] M. E. Fermann, D. Harter, J. D. Minelly, and G. G. Vienne, *Opt. Lett.* **21**, 967 (1996).
[210] M. H. Ober, M. Hofer, G. A. Reider, G. D. Sucha, M. E. Fermann, D. Harter, C. A. C. Mendonca, and T. H. Chiu, *Opt. Lett.* **20**, 2305 (1995).
[211] M. Hofer, M. H. Ober, R. Hofer, M. E. Fermann. G. D. Sucha, D. Harter, K. Sugden, I. Bennion, C. A. C. Mendonca, and T. H. Chiu, *Opt. Lett.* **20**, 1701 (1995).
[212] M. H. Ober, G. D. Sucha, and M. E. Fermann, *Opt. Lett.* **20**, 195 (1995).
[213] L. Lefort, J. H. V. Price, and D. J. Richardson, G. J. Spühler, R. Paschotta, U. Keller, A. R. Fry, and J. Weston, *Opt. Lett.* **27**, 291 (2002).
[214] L. Lefort, A. Albert, V. Couderc, and A. Barthelemy, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 1674 (2002).
[215] E. J. Greer and K. Smith, *Electron. Lett.* **28**, 1741 (1992).
[216] J. K. Lucek and K. Smith, *Opt. Lett.* **18**, 12,226 (1993).
[217] M. Obro, K. Lucek, K. Smith, and K. J. Blow, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 799 (1994).
[218] D. S. Peter, G. Onishchukov, W. Hodel, and H. P. Weber, *Electron. Lett.* **30**, 1595 (1994).
[219] T. Aakjer and J. H. Povlsen, *Opt. Commun.* **112**, 315 (1994).
[220] E. M. Dianov, T. R. Martirosian, O. G. Okhotnikov, V. M. Paramonov, and A. M. Prokhorov, *Sov. Lightwave Commun.* **2**, 275 (1992).
[221] O. G. Okhotnikov, F. M. Araujo, and J. R. Salcedo, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 933 (1994).
[222] D. U. Noske, A. Boskovic, M. J. Guy, and J. R. Taylor, *Electron. Lett.* **29**, 1863 (1993).
[223] C. R. Ó. Cochláin, R. J. Mears, and G. Sherlock, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 25 (1993).
[224] D. M. Patrick, *Electron. Lett.* **30**, 43 (1994).
[225] H. Sabert and E. Brinkmeyer, *Electron. Lett.* **29**, 2124 (1993); *J. Lightwave Technol.* **12**, 1360 (1994).
[226] M. Romagnoli, S. Wabnitz, P. Franco, M. Midrio, F. Fontana, and G. E. Town, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 72 (1995).
[227] D. O. Culverhouse, D. J. Richardson, T. A. Birks, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **20**, 2381 (1995).
[228] J. Porta, A. B. Grudinin, Z. J. Chen, J. D. Minelly, and N. J. Traynor, *Opt. Lett.* **23**, 615 (1998).
[229] H. G. Winful and D. T. Walton, *Opt. Lett.* **17**, 1688 (1992).
[230] R.-J. Essiambre and R. Vallé, *Opt. Commun.* **105**, 142 (1994).
[231] J. Proctor and J. N. Kutz, *Opt. Express* **13**, 8933 (2005).
[232] P. K. Cheo, L. Wang, and M. Ding, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 66 (1996).
[233] D. W. Huang, G. C. Lin, and C. C. Yang, *IEEE J. Quantum Electron.* **35**, 138 (1999).
[234] O. G. Okhotnikov and M. Guina, *Appl. Phys. B* **72**, 381 (2001).
[235] Y. Deng, M. W. Koch, F. Lu, G. W. Wicks, W. H. Knox, *Opt. Express* **12**, 3872 (2004).
[236] J. Azaña and M. A. Muriel, *Opt. Lett.* **24**, 1672 (1999); *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **7**, 728 (2001).
[237] P. Petropoulos, M. Ibsen, M. N. Zervas, and D. J. Richardson, *Opt. Lett.* **25**, 521 (2000).
[238] J. Azaña, R. Slavík, P. Kockaert, L. R. Chen, and S. LaRochelle, *J. Lightwave Technol.* **21**, 1490 (2003).
[239] S. Zhang, F. Lu, X. Dong, P. Shum, X. Yang, X. Zhou, Y. Gong, and C. Lu, *Opt. Lett.* **30**, 2852 (2005).
[240] J. Magné, J. Bolger, M. Rochette, S. LaRochelle, L. R. Chen, B. J. Eggleton, and J. Azaña, *J. Lightwave Technol.* **24**, 2091 (2006).
[241] M. Quiroga-Teixeiro, C. B. Clausen, M. P. Sørensen, P. L. Christiansen, and P. A. Andrekson, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 1315 (1998).
[242] J. Schröder, S. Coen, F. Vanholsbeeck, and T. Sylvestre, *Opt. Lett.* **31**, 3489 (2006).
[243] P. Franco, F. Fontana, I. Cristiani, M. Midrio, and M. Romagnoli, *Opt. Lett.* **20**, 2009 (1995).
[244] E. Yoshida and M. Nakazawa, *Opt. Lett.* **22**, 1409 (1997).
[245] P. Honzatko, P. Peterka, and J. Kanka, *Opt. Lett.* **26**, 810 (2001).
[246] T. Sylvestre, S. Coen, P. Emplit, and M. Haelterman, *Opt. Lett.* **27**, 482 (2002).
[247] A. G. Bulushev, E. M. Dianov, and O. G. Okhotnikov, *Opt. Lett.* **15**, 968 (1990); *Opt. Lett.* **16**, 88 (1991).

[248] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 2068 (1991).
[249] P. A. Bélanger, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 2077 (1991).
[250] S. M. J. Kelly, K. Smith, K. J. Blow, and N. J. Doran, *Opt. Lett.* **16**, 1337 (1991).
[251] M. P. Soerensen, K. A. Shore, T. Geisler, P. L. Christiansen, J. Mork, and J. Mark, *Opt. Commun.* **90**, 65 (1992).
[252] T. Geisler, K. A. Shore, M. P. Soerensen, P. L. Christiansen, J. Mork, and J. Mark, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1166 (1993).
[253] V. Tzelepis, S. Markatos, S. Kalpogiannis, T. Sphicopoulos, and C. Caroubalos, *J. Lightwave Technol.* **11**, 1729 (1993).
[254] V. Tzelepis, T. Sphicopoulos, and C. Caroubalos, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 47 (1994).
[255] I. N. Duling III, C. J. Chen, P. K. A. Wai, and C. R. Menyuk, *IEEE J. Quantum Electron.* **30**, 194 (1994).
[256] H. A. Haus, E. P. Ippen, and K. Tamura, *IEEE J. Quantum Electron.* **30**, 200 (1994).
[257] C. J. Chen, P. K. A. Wai, and C. R. Menyuk, *Opt. Lett.* **19**, 198 (1994); *Opt. Lett.* **20**, 350 (1995).
[258] G. Sucha, S. R. Bolton, S. Weiss, and D. S. Chemla, *Opt. Lett.* **20**, 1794 (1995).
[259] M. Margalit and M. Orenstein, *Opt. Commun.* **124**, 475 (1996).
[260] S. Namiki and H. A. Haus, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 649 (1997).
[261] G. H. M. van Tartwijk and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2618 (1997).
[262] J. N. Kutz, B. C. Collings, K. Bergman, S. Tsuda, S. T. Cundiff, W. H. Knox, P. Holmes, and M. Weinstein, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2681 (1997).
[263] N. N. Akhmediev, A. Ankiewicz, M. J. Lederer, and B. Luther-Davies, *Opt. Lett.* **23**, 280 (1988).
[264] G. H. M. van Tartwijk and G. P. Agrawal, *IEEE J. Quantum Electron.* **34**, 1854 (1998).
[265] D. Arbel and M. Orenstein, *IEEE J. Quantum Electron.* **35**, 977 (1999).
[266] S. M. J. Kelly, *Electron. Lett.* **28**, 806 (1992).
[267] N. Pandit, D. U. Noske, S. M. J. Kelly, and J. R. Taylor, *Electron. Lett.* **28**, 455 (1992).
[268] J. P. Gordon, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 91 (1992).
[269] M. L. Dennis and I. N. Duling III, *IEEE J. Quantum Electron.* **30**, 1469 (1994).
[270] D. Y. Tang, B. Zhao, D. Y. Shen, C. Lu, W. S. Man, and H. Y. Tam, *Phys. Rev. A* **66**, 033806 (2002).
[271] P. Grelu, F. Belhache, F. Gutty, and J. M. Soto-Crespo, *Opt. Lett.* **27**, 966 (2002); *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 863 (2003).
[272] P. Grelu, J. Béal, and J. M. Soto-Crespo, *Opt. Express* **11**, 2238 (2003).
[273] M. Olivier, V. Roy, M. Pich, and F. Babin, *Opt. Lett.* **29**, 1461 (2004).
[274] B. Ortaç, A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, P. Grelu, H. Leblond, and F. Sanchez, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 1274 (2004).
[275] V. Roy, M. Olivier, and M. Piché, *Opt. Express* **13**, 2716 (2005).
[276] B. Ortaç, A. Hideur, M. Brunel, C. Chédot, J. Limpert, A. Tünnermann, and F. Ö. Ilday, *Opt. Express* **14**, 6075 (2006).
[277] G. Martel, C. Chédot, V. Réglier, A. Hideur, B. Ortaç, and P. Grelu, *Opt. Lett.* **32**, 343 (2007).
[278] N. N. Akhmediev, A. Ankiewicz and J. M. Soto-Crespo, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 515 (1998). *Opt. Lett.* **23**, 280 (1998).
[279] S. T. Cundiff, B. C. Collings, and W. H. Knox, *Opt. Express* **1**, 12 (1997).
[280] S. T. Cundiff, B. C. Collings, N. N. Akhmediev, J. M. Soto-Crespo, K. Bergman, and W. H. Knox, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3988 (1999).
[281] J. W. Haus, G. Shaulov, E. A. Kuzin, and J. Sanchez-Mondragon, *Opt. Lett.* **24**, 376 (1999).
[282] B. C. Collings, S. T. Cundiff, N. N. Akhmediev, J. M. Soto-Crespo, K. Bergman, and W. H. Knox, *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 354 (2000).
[283] J. M. Soto-Crespo, N. N. Akhmediev, B. C. Collings, S. T. Cundiff, K. Bergman, and W. H. Knox, *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 366 (2000).
[284] A. D. Kim, J. N. Kutz, and D. J. Muraki, *IEEE J. Quantum Electron.* **36**, 465 (2000).
[285] H. Leblond, M. Salhi, A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, and F. Sanchez, *Phys. Rev. A* **65**, 063811 (2002).
[286] J. Wu, D. Y. Tang, L. M. Zhao, and C. C. Chan, *Phys. Rev. E* **74**, 046605 (2006).
[287] F. Lu, Q. Lin, W. H. Knox, and G. P. Agrawal, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 183901 (2004).

第 6 章 光脉冲压缩

非线性光纤光学的一个重要应用是光脉冲压缩。通过同时产生于石英光纤内部的非线性效应和色散效应,已经产生了短于 5 fs 的脉冲。这一章主要研究脉冲压缩技术、有关理论及相关实验。

6.1 节 提出基本思想,并介绍两种常用于脉冲压缩的压缩器。

6.2 节 介绍光栅-光纤压缩器,它由一段正常群速度色散(GVD)光纤和一个光栅对构成。

6.3 节 介绍孤子效应压缩器,它利用了光纤中的自相位调制(SPM)和反常群速度色散之间的互作用产生的高阶孤子效应。

6.4 节 讨论利用光纤光栅来压缩脉冲,同时给出了实验结果。

6.5 节 重点介绍啁啾脉冲放大技术。

6.6 节 介绍色散管理光纤压缩器。

6.7 节 介绍其他几种利用光纤压缩脉冲的技术,包括交叉相位调制和四波混频。

6.1 物理机制

光脉冲压缩的基本思想来源于微波频段的啁啾脉冲通过一段色散延迟线后其脉宽被压缩的啁啾雷达(chirp radar)[1],其物理机制可参考本书原理篇 3.2 节,那里讨论了啁啾光脉冲在线性色散介质中的传输[2]。当脉冲在这样的介质中传输时,由于色散引入了啁啾,如果初始啁啾和 GVD 引入啁啾的符号相反,则两者互相抵消,导致输出脉冲比输入脉冲短。

为了弄清楚这种啁啾抵消是如何产生更短脉冲的,下面考虑啁啾高斯脉冲在光纤中的传输。在不考虑非线性效应时,应求解下面的线性方程:

$$i\frac{\partial U}{\partial z}=\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial T^2} \tag{6.1.1}$$

输入光场为

$$U(0,T)=\exp\left[-\frac{(1+iC)}{2}\frac{T^2}{T_0^2}\right] \tag{6.1.2}$$

式中,C 是啁啾参量,T_0 是脉冲宽度。利用傅里叶变换法解方程(6.1.1),可得

$$U(z,T)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{U}(0,\omega)\exp\left(\frac{i}{2}\beta_2\omega^2 z-i\omega T\right)\mathrm{d}\omega \tag{6.1.3}$$

式中,$\tilde{U}(0,\omega)$是输入场的傅里叶变换。利用式(6.1.2)中的 $U(0,T)$,可得

$$U(z,T)=[1-i\xi(1+iC)]^{-1/2}\exp\left\{-\frac{(1+iC)T^2}{2T_0^2[1-i\xi(1+iC)]}\right\} \tag{6.1.4}$$

式中,$\xi=z/L_D$ 是归一化传输距离,$L_D=T_0^2/|\beta_2|$是色散长度。

通过引入下面两个随ξ变化的新参量 T_1 和 C_1,式(6.1.4)可以写成式(6.1.2)的形式:

$$T_1 = T_0[(1+sC\xi)^2+\xi^2]^{1/2} \qquad C_1(z) = C+s(1+C^2)\xi \tag{6.1.5}$$

式中，$s = \text{sgn}(\beta_2) = \pm 1$，具体正负取决于 GVD 的特性(正常还是反常)。注意，即使输入脉冲是无啁啾的($C=0$)，在光纤中也会变成啁啾脉冲。从脉冲压缩的角度考虑，更重要的是，如果 β_2 和 C 的符号相反，对初始啁啾脉冲消啁啾则需要长度适当的光纤。式(6.1.5)表明，在这样的条件下脉宽最初是减小的。用该式可得压缩因子 F_c 为

$$F_c(\xi) = T_0/T_1 = [(1+sC\xi)^2+\xi^2]^{-1/2} \tag{6.1.6}$$

上式表明，仅当 $sC<0$ 时，脉冲才能被压缩($F_c>1$)；也就是说，脉冲压缩要求 $\beta_2 C<0$，这一条件恰恰意味着只有在初始啁啾和 GVD 感应啁啾的符号相反时，才能发生啁啾抵消。正啁啾($C>0$)脉冲要求负的 GVD 才能实现压缩，而负啁啾($C<0$)脉冲则要求正的 GVD 才能实现脉冲压缩。

式(6.1.6)还表明，在特定的距离$\xi = |C|/(1+C^2)$处能得到最短的脉冲。在此距离处的最大压缩因子也是固定的，由输入啁啾决定，大小为 $F_c=(1+C^2)$。若注意到与无啁啾脉冲相比，输入啁啾脉冲的频谱被展宽了$(1+C^2)$倍，则不难理解压缩因子存在一个最大值。在时域，压缩过程可以形象地解释为，当 GVD 存在时，脉冲的不同频谱分量以不同的速度运动，如果脉冲的前沿被延迟一个量，使其几乎和后沿同时到达输出端，则输出脉冲就会被压缩。为使脉冲红移前沿的速度降低，正啁啾脉冲(向后沿方向频率增加)需要反常(或负)GVD；相反，负啁啾脉冲则需要正常(或正)GVD，以降低脉冲蓝移前沿的速度。

在早期的脉冲压缩研究中[3~7]，正常和反常 GVD 都使用过，这主要取决于脉冲引入初始频率啁啾的方法。对负啁啾脉冲情形[4]，脉冲入射到具有正常 GVD 的液体或气体中；而对正啁啾脉冲情形，光栅对最适合于提供反常 GVD[6]。在这些早期的实验中，脉冲压缩并没有用到任何非线性光学效应。尽管早在 1969 年就提出利用 SPM 这种非线性过程来压缩脉冲[8]，但直到 20 世纪 80 年代，用单模石英光纤作为非线性介质变得比较普遍后，基于 SPM 的脉冲压缩实验才开始进行[9~24]。1987 年，利用脉冲压缩技术产生了 620 nm 波长区的 6 fs 超短光脉冲[14]；1988 年，获得了 5000 倍的压缩因子。对石英光纤中脉冲的演化有了正确了解后，才实现了这些进展。

基于非线性光纤光学的脉冲压缩器可分为两大类，即光栅-光纤压缩器(grating-fiber compressor)和孤子效应压缩器(soliton-effect compressor)。在光栅-光纤压缩器中，输入脉冲在非线性光纤的正常色散区传输，然后用一个光栅对进行外部压缩。光纤的作用是通过 SPM 和 GVD 的联合效应[2]，使脉冲产生近似线性的正啁啾，光栅对则提供压缩正啁啾脉冲所需的反常 GVD[6]。

与之相反，孤子效应压缩器仅由一段长度适当的光纤构成，输入脉冲在光纤的反常色散区传输，并且通过 SPM 和 GVD 之间的互作用实现压缩。产生压缩的原因是，所有高阶孤子在其输入形状经过一个孤子周期复原前必须经历一个初始窄化阶段[2]。压缩因子取决于决定孤子阶数的脉冲的峰值功率。这两种压缩器是互补的，它们通常工作在不同的频谱区，光栅-光纤压缩器用来压缩可见光和近红外区的脉冲，而孤子效应压缩器通常工作在 1.3 ~ 1.6 μm 范围。1.3 μm 附近的波长区具有特殊的优势，因为这两种压缩器可以利用色散位移光纤组合使用，从而得到更大的压缩因子。

6.2 光栅-光纤压缩器

在可见光和近红外区($\lambda<1.3$ μm)，最常用的是光栅-光纤压缩器[10~24]。图 6.1 给出了这种压缩器的双通结构示意图[15]。输入脉冲耦合进单模光纤后其频谱被展宽，产生沿整个脉宽

分布的正啁啾。输出脉冲进入光栅对，在那里脉冲经历反常 GVD 并被压缩。最后，光束通过光栅对返回到初始截面，M_1 镜略加倾斜以将输入/输出光束分开；M_2 镜（虚线所示）使压缩后的脉冲偏离出压缩器而不引入任何附加损耗。

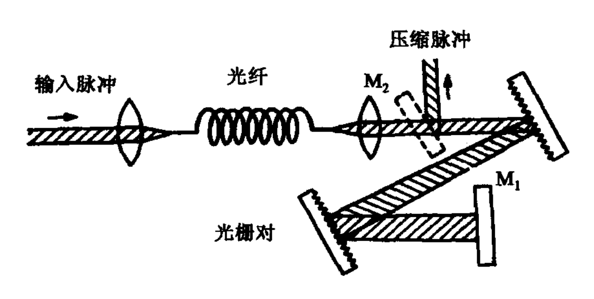


图 6.1　双通结构光栅-光纤压缩器示意图

6.2.1　光栅对

一对平行放置的光栅可以作为色散延迟线，其作用是对通过的光脉冲提供一个反常 GVD，即光栅对对脉冲的作用相当于一段具有反常 GVD 的光纤[6]。本节将重点讨论光栅对的工作原理[25~28]。

当脉冲入射到两个相互平行的光栅中的一个上时，脉冲的不同频谱分量以稍有不同的角度衍射。结果，在它们通过光栅对的过程中，各自获得不同的时间延迟，蓝移分量比红移分量提前到达。对正啁啾脉冲，脉冲的后沿产生蓝移分量，而前沿产生红移分量。这样，当脉冲通过光栅对时，后沿将赶上前沿，脉冲被压缩。

从数学意义上讲，脉冲通过光栅对时，频率为 ω 的特定频谱分量获得的相移为 $\phi_g(\omega)=\omega l_p(\omega)/c$，式中 $l_p(\omega)$ 是光程长度，可由图 6.2 中简单的几何关系得到[27]，

$$l_p(\omega)=l_1+l_2=d_0\sec\theta_r[1+\cos(\theta_r-\theta_i)] \tag{6.2.1}$$

式中，d_0 是光栅间距（见图 6.2）。光栅衍射理论表明，当光以 θ_i 角入射时，衍射角 θ_r 由式(1.1.1)给出。式(6.2.1)利用了这一关系并假定是一级衍射（$m=1$）。θ_r 的频率相关性是光栅对感应的色散造成的。

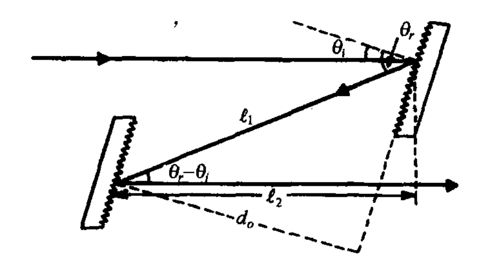


图 6.2　用来作为色散延迟线的光栅对的几何结构

若光脉冲的谱宽远小于其中心频率 ω_0，则可利用泰勒级数将 $\phi_g(\omega)$ 在 ω_0 附近展开为

$$\phi_g(\omega)=\phi_0+\phi_1(\omega-\omega_0)+\tfrac{1}{2}\phi_2(\omega-\omega_0)^2+\tfrac{1}{6}\phi_3(\omega-\omega_0)^3+\cdots \tag{6.2.2}$$

式中，ϕ_0 是常数，ϕ_1 与光脉冲通过光栅对的传输时间有关。考虑到光栅对的色散效应，可以通过将 $l_p(\omega)$ 按泰勒级数展开并利用式(1.1.1)得到参量 ϕ_2 和 ϕ_3，结果为

$$\phi_2 = \frac{-8\pi^2 c d_g}{\omega_0^3 \Lambda^2 \cos^2\theta_{r0}} \qquad \phi_3 = \frac{24\pi^2 c d_g(1+\sin\theta_i \sin\theta_{r0})}{\omega_0^4 \Lambda^2 \cos^4\theta_{r0}} \tag{6.2.3}$$

式中,θ_{r0}是频率为 ω_0 的频谱分量的衍射角,d_g 是两光栅的中心间距($d_g = d_0 \sec\theta_{r0}$)。

在大多数实际的情况中,脉冲谱宽满足条件 $\Delta\omega \ll \omega_0$,并且展开式(6.2.2)中的三次项和更高次项可以忽略。如果忽略不重要的常数项和线性项,则相移中与频率有关的部分由ϕ_2 决定;由式(6.2.3)可知,ϕ_2 是负的,光栅对引入反常 GVD。这可以通过考虑光栅对输出端的光场来更好地理解。如果 $U_{in}(T)$是输入场,则输出场为

$$U_{out}(T) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}_{in}(\omega-\omega_0)\exp\left[\frac{i}{2}\phi_2(\omega-\omega_0)^2 - i\omega T\right]d\omega \tag{6.2.4}$$

式中,$\tilde{U}_{in}$是 U_{in}的傅里叶变换。比较式(6.2.4)和式(6.1.3)可知,光栅对的有效 GVD 参量 $\beta_2^{eff} = \phi_2/d_g$。引入有效色散长度 $L_D^{eff} = T_0^2/|\beta_2^{eff}|$也是可以的,式中 T_0 是输入脉冲宽度,β_2^{eff} 的量级可由式(6.2.3)估算,在可见光区($\lambda_0 \approx 0.5$ μm),如果取 Λ 值约为 1 μm,则 β_2^{eff} 约为 1000 ps^2/km;而当 $T_0 = 1$ ps 时,对应的 L_D^{eff} 为 1 m。

脉冲压缩所需的光栅间距取决于正啁啾量。对于飞秒脉冲,d_g 通常比 L_D^{eff} 小得多($d_g \approx 10$ cm);然而当 $T_0 > 10$ ps 时,d_g 变得很大(约为 10 m),甚至有点不切实际。通过使脉冲掠入射,即式(6.2.3)中的 θ_{r0}接近 $\pi/2$,可增大 β_2^{eff} 的值。但是,由式(6.2.3)可明显地看到,这种方案将使三阶色散(TOD)的贡献增大,所以式(6.2.4)中必须包括式(6.2.2)中的三次项。对超短脉冲(脉宽 T_0 约为 10 fs),其带宽 $\Delta\omega$ 与ω_0 相当,必须考虑 TOD 项。用直接刻在棱镜上的特殊光栅可减小 TOD 的影响[28]。

光栅对的一个缺点是,脉冲的频谱分量不仅在时间上被色散,而且在空间上也被色散,结果两光栅之间的光束将发散,其横截面类似于一个拉长的椭圆,而不是一个圆。这样的光束畸变是不利的,特别是对于大光栅间距的情形,光束畸变已达无法接受的程度。一个简单的解决办法是将光束再反射回光栅对[29],这种双通结构不仅使光束又校准回原来的截面,而且使反常 GVD 量增加一倍,因而光栅间距也减小一半[15]。只要将反射镜稍微倾斜,就能将压缩脉冲和输入脉冲的路径分开。实际应用中几乎无一例外地采用了双通结构。

光栅对的另一个缺点是它的衍射损耗。通常,脉冲通过光栅的一级衍射后,能量可保留 60%～80%。这样脉冲单程通过光栅对时,能量只剩下一半,而在双通结构中能量只剩下四分之一。有两种替代方案能以足够小的损耗产生反常 GVD。一种方案是使用格斯-托洛斯(Gires-Tournois)干涉仪压缩脉冲[3],这种干涉仪可以反射几乎全部的脉冲能量,而在不同的频谱分量上产生一个平方形式的色散相移。另一种方案是,用一对棱镜通过折射提供反常 GVD[30],但是因为熔石英的色散相当小,通常需要的棱镜间距(大于 10 m)比光栅对所需的间距大得多。

利用其他一些材料,如重火石玻璃和 TeO_2 晶体,可以减小棱镜间距[31]。对于 TeO_2 晶体棱镜对,其间距可与光栅对的间距相当。在 1988 年的一个实验中[32],用间距为 25 cm 的棱镜对将 800 fs 的脉冲压缩到 120 fs[32]。棱镜对的能量损耗可减小到 2%或更小。通过啁啾超声波在晶体中感应的相位光栅也能代替光栅对提供反常 GVD[33]。另外,利用光纤光栅也是一种相当吸引人的方法[34]。正如第 1 章所讨论的,即使是在正常 GVD 光纤的纤芯内写入光栅,这种光纤光栅也能提供反常 GVD。

6.2.2 压缩器的优化设计

为了使光栅–光纤压缩器实现最佳性能,必须考虑几个重要的问题。其中最重要的问题是:(i) 对给定的输入脉冲参量值,最佳的光纤长度是多少? (ii) 为获得具有最大压缩的高质量脉冲,两光栅的间距应是多远? 为了回答这两个问题,必须考虑同时存在 SPM 和 GVD 时,具有一定脉宽和峰值功率的输入脉冲在光纤内是怎样演化的[35~45]。

为此,利用归一化的非线性薛定谔方程。对正常 GVD($\beta_2>0$)的情形,NLS 方程可写成[2]

$$i\frac{\partial U}{\partial \xi}-\frac{1}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2}+N^2\exp(-\alpha L_D\xi)|U|^2U=0 \tag{6.2.5}$$

式中 $\tau=T/T_0$,$\xi=z/L_D$,α 表示光纤损耗,参量 N^2 定义为

$$N^2=\frac{L_D}{L_{\rm NL}}=\frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \tag{6.2.6}$$

在方程(6.2.5)至方程(6.2.6)中,$U=A\mathrm{e}^{-\alpha z}/P_0^{1/2}$ 是归一化振幅,P_0 是脉宽为 T_0 的输入脉冲的峰值功率,γ 为非线性参量,非线性长度 $L_{\rm NL}$定义为 $L_{\rm NL}\equiv(\gamma P_0)^{-1}$。孤子周期 $z_0=(\pi/2)\xi$,可用来代替ξ。即使在正常色散区,这也是个有用的长度尺度,它可解释为在不考虑 SPM 的条件下,当 $z=z_0$ 时脉冲宽度增加将近一倍[37]。

数值解方程(6.2.5)得到光纤输出端的 $U(z,\tau)$,然后将 $U(z,\tau)$作为式(6.2.4)的输入场,得到压缩脉冲的波形,这样可以模拟光栅–光纤压缩器的性能。改变式(6.2.3)中的参量ϕ_2 的值,可优化压缩器的性能。最佳压缩器是指光栅间距对应于一个最佳值,使压缩脉冲的峰值功率最大,这正是实际应用中设计最佳光栅–光纤压缩器的一个原则。由于实际应用中所需的光纤长度相当短($\alpha L\ll 1$),在下面的讨论中将忽略光纤损耗。

首先考虑忽略 GVD 的纯 SPM 情形。在没有 GVD 时,脉冲形状在传输过程中保持不变,但频谱被展宽[2]。然而,从脉冲压缩的角度考虑,更重要的是 SPM 感应的频率啁啾。对于高斯脉冲,仅在脉冲的中央部分啁啾是线性的。当这样的脉冲通过光栅对时,仅中央部分被压缩。由于脉冲的两个边翼内保留着相当大的脉冲能量,所以这不是一个高质量的压缩脉冲。

光纤的 GVD 可以大大改善脉冲的质量,这一点已得到证实[35]。正常 GVD 使脉冲展宽并通过整形使其几乎变成方波,同时脉冲在其整个宽度上产生近似线性的啁啾,由于这个线性啁啾,光栅对可以将脉冲能量的大部分压缩成一个窄脉冲。图 6.3 给出了对于 $N=5$ 和 $z/z_0=0.5$,光纤输出端的脉冲波形、频率啁啾和压缩脉冲[37]。为便于比较,上图给出的是不考虑 GVD 时的结果,光纤长度的选取使两种情形下具有相同的压缩因子($N^2z/z_0=4.5$)。尽管在 $\beta_2=0$ 时,N^2 和 z_0 都变成无穷大,但它们的比率仍然是一个有限值,并且可以用来比较这两种情形。图 6.3 中的两种情形对比表明,当使脉冲产生啁啾的光纤的 $\beta_2>0$ 时,GVD 对脉冲质量有积极的影响。然而,对于一个给定的输入脉冲峰值功率,压缩脉冲质量的提高是以减小压缩量为代价的[37]。

为了定量描述光栅–光纤压缩器的性能,引入下面两个参量:

$$F_c=T_{\rm FWHM}/T_{\rm comp}\qquad Q_c=|U_{\rm out}(0)|^2/F_c \tag{6.2.7}$$

式中,$T_{\rm comp}$是压缩脉冲的半极大全宽度(FWHM)。显然,F_c 就是压缩因子;品质因数参量 Q_c 是压缩脉冲质量的量度,在光纤输入端其值为 1;如果几乎全部的脉冲能量仍在被压缩的脉冲中,则应有 $Q_c\approx 1$。

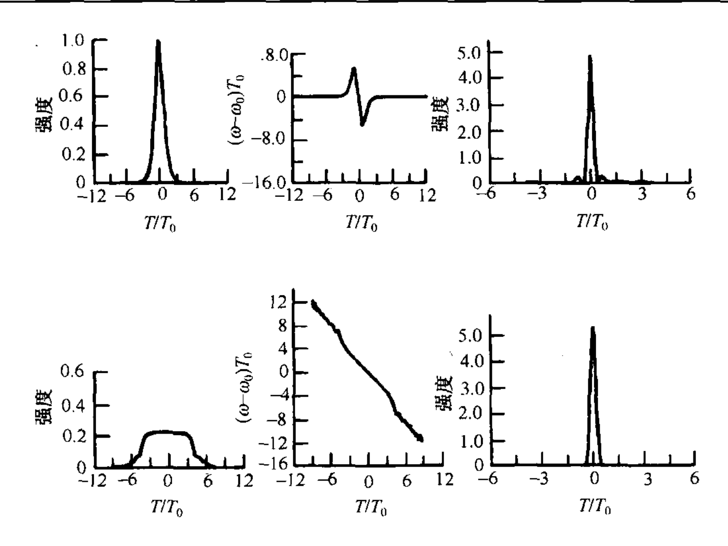


图 6.3 光栅输出端的脉冲形状、啁啾曲线和经过光栅对后的压缩脉冲[37]

基于 NLS 方程的数值模拟表明[37]，F_c 和 Q_c 都为最大值时，光纤长度存在最佳值。图 6.4 是假设输入脉冲为双曲正割形且 N 在 1 ~ 20 范围内取值时，F_c 和 Q_c 随 z/z_0 的变化曲线，每种情形中的光栅间距都得到了优化。对比较大的 N 值($N>5$)，F_c 和 Q_c 的最大值比较明显，这表明存在一个最佳光纤长度。最佳光纤长度 z_{opt} 的存在可定性理解为，对 $z<z_{opt}$，SPM 感应的啁啾还没有被线性化；而对 $z>z_{opt}$，GVD 效应使脉冲展宽太大以至于 SPM 失去效果。事实上，$(6L_DL_{NL})^{1/2}$ 可以作为 z_{opt} 的很好近似，这表明 GVD 和 SPM 效应对脉冲压缩都相当重要。

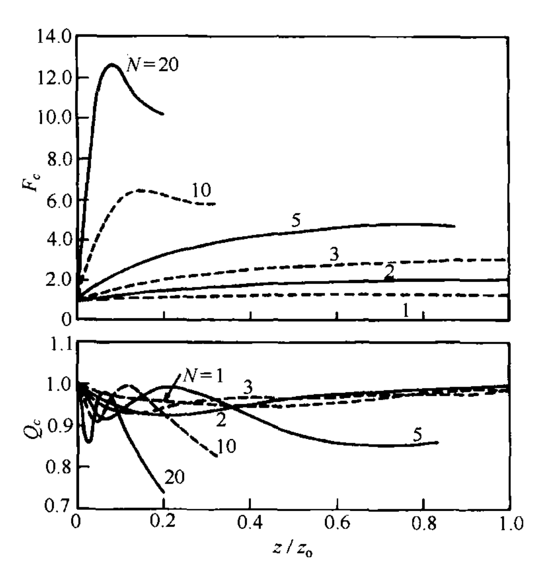


图 6.4 压缩因子 F_c 和品质因数 Q_c 随光纤长度的变化曲线[37]

从压缩器设计的角度来看，对已知的脉冲和光纤参量值，为了得到最大的压缩，最好提供一个简单的设计规则，以决定最佳光纤长度和最佳光栅间距。用图 6.4 的数值模拟结果可以得到如下对 $N\gg 1$ 成立的关系式：

$$z_{opt}/z_0 \approx 1.6/N \tag{6.2.8}$$

$$\frac{1}{2}|\phi_2|/T_{FWHM}^2 \approx 1.6/N \tag{6.2.9}$$

$$1/F_c \approx 1.6/N \tag{6.2.10}$$

式中，光栅参量ϕ_2 通过式(6.2.3)与最佳光栅间距相联系。数值因子取决于输入脉冲形状，如果不是双曲正割形，那么其值与 1.6 稍有不同。只要 $N>10$，对任何脉冲形状，式(6.2.8)至式(6.2.10)都相当精确。利用逆散射法，并对脉冲形状和啁啾做一定的近似处理，可得到类似的关系式[36]。在实际应用式(6.2.8)至式(6.2.10)时，对已知峰值功率 P_0 和脉宽 T_0 的脉冲，首先由式(6.2.6)估算出参量 N 的值，然后由式(6.2.8)得到最佳光纤长度 z_{opt}，由式(6.2.3)和式(6.2.9)得到光栅间距，最后由式(6.2.10)估算出压缩因子。

6.2.3 实际限制

尽管上述理论可应用于大部分实际情况中,但必须记住此理论的一些限制[46~53]。首先,假设输入脉冲是无啁啾的。通过数值方法求解方程(6.2.5),很容易将初始的线性啁啾效应包括在内[46]。对于下啁啾脉冲($C<0$),因为光纤提供的正啁啾需要补偿初始的负啁啾,所以最佳光纤长度增加,同时因为在整个脉冲宽度上这种补偿并不很完全,所以压缩因子稍有减小;对于上啁啾脉冲($C>0$),情况正好相反。但是对于较大的 N 值($N>0$),当脉冲谱宽比无啁啾时的增加两倍时,z_{opt}和 F_c 的变化相对较小(小于 10%)。输入脉冲的相位起伏产生的随机啁啾对脉冲压缩也有影响。数值模拟表明[47],此时的平均压缩因子减小,减小量取决于噪声方差,但是最佳光纤长度值基本不受影响。

图 6.4 所示结果的另一个限制是,这些结果是由方程(6.2.5)得到的,而此方程忽略了高阶非线性和高阶色散效应。只要谱宽 $\Delta\omega \ll \omega_0$,这些结果就是正确的,并且当脉宽 $T_0>1$ ps 时,结果仍然相当精确。但对于更短的脉冲,必须用本书原理篇 2.3 节中推导的广义 NLS 方程来处理[2],一般来讲,脉冲形状和频谱都变得不对称。考虑到高阶非线性效应后,啁啾不再是线性的,所以从图 6.4 可预计,飞秒脉冲的压缩因子一般都要减小。

对 $T_0<50$ fs 的超短脉冲,对光栅-光纤压缩器性能的一个更严格的限制是,光栅对不再是一个二次压缩器。对这样短的脉冲,其谱宽很宽,以至于展开式(6.2.2)中的三次项变得可与二次项相比拟,因而在式(6.2.4)中必须将三次项包括在内。数值结果表明[48],压缩脉冲的很大一部分能量集中在具有振荡结构的脉冲后沿,因而压缩因子比图 6.4 所示的要小。此限制是一个基本限制,仅当发现一种能抵消式(6.2.2)中的三次项效应的方法时才能克服该限制。但三次项也有其积极的一面,它可以用来部分补偿光纤三阶色散[42]或自变陡感应的非线性啁啾[49]。

对光栅-光纤压缩器性能的最终限制是受激喇曼散射(SRS)[50~53],尽管根据式(6.2.10),压缩因子 $F_c \propto N$,从理论上讲,增加入射脉冲的峰值功率可增大压缩因子,但在实际应用中却受到了限制,因为峰值功率必须低于喇曼阈值,以避免脉冲能量转移到喇曼脉冲中去。另外,即使有一些能量损耗可以接受,喇曼脉冲将通过交叉相位调制与泵浦脉冲发生互作用,使频率啁啾的线性特性遭到破坏。然而,即使在喇曼区内,通过对设计参量的优化,仍可能获得很大的压缩因子[53]。数值模拟表明[54],由于泵浦脉冲和喇曼脉冲之间的互作用,有很大一部分能量未被压缩。对高能量脉冲,像四波混频之类的参量过程在某种程度上可抑制 SRS,但 SRS 最终仍会限制脉冲压缩的程度。

利用谱窗方法可以改善光栅-光纤压缩器的性能[18],此方法将一个适当的光阑放在图 6.1 中的 M_1 镜附近,有选择地对脉冲频谱滤波。频谱滤波方法[55~57]非常有效,它不仅可以用来改善光栅-光纤压缩器的性能,而且通过压缩器内部的频谱修正可以控制脉冲形状。因为光栅对将频谱分量在空间上分开,所以在图 6.1 中的 M_1 镜附近放一个掩模可以从振幅和相位两方面修正这些频谱分量。

6.2.4 实验结果

在 1981 年的一个实验中[9],光纤首次被用于脉冲压缩,它将脉宽为 5.5 ps(指的是 FWHM)、峰值功率为 10 W 且波长为 587 nm 的输入脉冲通过 70 m 长的光纤传输,输出一个近似矩形的 20 ps 脉冲,其频谱由于 SPM 而被展宽,并在整个脉冲上具有近似线性的啁啾。此实验用钠原子

蒸气代替光栅对作为色散延迟线,获得压缩脉冲的宽度为 1.5 ps,压缩因子约为 3.7。注意,实验所用的参量值对应 $N\approx7$, $z/z_0\approx0.25$,实验结果与图 6.4 给出的数值模拟结果一致,甚至光纤输出端的脉冲形状也与基于 NLS 方程的数值模拟非常一致。

1982 年,用光栅对作为色散延迟线将这种脉冲压缩技术推广到飞秒区域[10]。该实验将波长为 619 nm 的 90 fs 脉冲通过一段 15 cm 长的光纤,再通过光栅对后,脉冲被压缩到 30 fs。光纤和脉冲的参量值使 $N\approx3$, $z/z_0\approx1.5$,由图 6.4 估计压缩因子约为 3。此实验导致一系列后续实验的开展[12~14],这些实验一直将脉冲压缩到约为 6 fs。其中一个实验[13]将波长为 620 nm 且峰值强度约为 10^{12} W/cm^2 的 40 fs 脉冲通过一段 7 mm 长的光纤,然后用光栅对成功地将脉冲压缩到 8 fs。图 6.5 是压缩脉冲的自相关迹,对应的频谱宽约为 70 nm。这表明若压缩脉冲是变换极限的,则脉宽可能被压缩到 6 fs。限制压缩的最重要因素是式(6.2.2)中的ϕ_3 项产生的光栅对的三阶色散。后来的一个实验[14]用光栅对和棱镜对的组合来补偿三阶色散,脉冲确实被压缩到 6 fs,这样一个 620 nm 波长的脉冲仅包含三个光学周期。

另外一些实验的目的是为了获得最大的压缩因子。在 1983 年的一个实验中[11],用一段 30 m长的光纤将染料激光器输出的 5.4 ps 脉冲压缩到 0.45 ps,压缩因子为 12;用两级压缩方案,脉冲相继通过两个光栅对,获得了 65 倍的更高的压缩因子。在 1984 年的一个实验中[15],将倍频 Nd:YAG 激光器输出的波长为 532 nm 的 33 ps 脉冲依次通过一段 105 m 长的光纤和一个光栅对(光栅间距 $d_g=7.24$ m),产生了 0.41 ps 的压缩脉冲,压缩因子为 80。该实验采用了双通结构。图 6.6 是压缩脉冲与输入脉冲的自相关迹,输入脉冲的峰值功率为 240 W,对应于 $N\approx145$。根据式(6.2.10)计算得到的压缩因子约为 90,与实验值 80 大致符合。尽管在理论上可能得到更大的压缩因子,可实际上由于受激喇曼散射的限制,峰值功率不能增加太多。

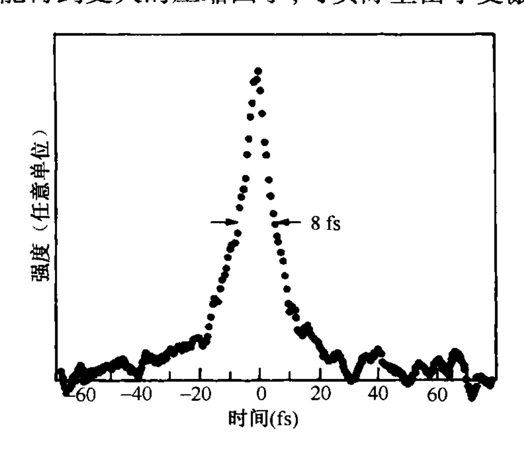


图 6.5 40 fs 输入脉冲经光栅-光纤压缩器后测得的自相关迹[13]

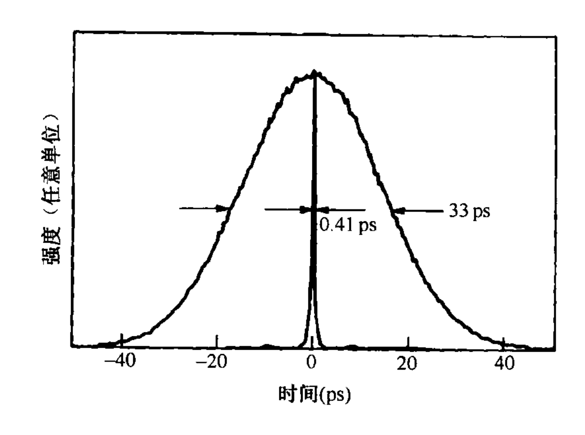


图 6.6 输入脉冲和压缩后脉冲的自相关迹[15]

上述实验都是在可见光区进行的。光栅-光纤压缩技术已经扩展到近红外区,获得了 1.06 μm 和 1.32 μm 波长的超短脉冲。这些波长的输入脉冲一般都是由锁模 Nd:YAG 激光器获得的,其典型的脉宽约为 100 ps,所以色散长度 L_D 和参量 z_0 相当大(约为 100 km)。式(6.2.8)表明,即使 $N\approx100$,最佳光纤长度也超过 1 km。由式(6.2.3)和式(6.2.9)可看出,光栅间距的最佳值也相当大($d_g>1$ m)。

在 1984 年的一个实验中[16],波长为 1.06 μm 的 60 ps 脉冲通过 10 m 长的光纤和一个光栅对后获得的压缩因子为 15。在另一个实验中[17],用 300 m 长光纤和一个小型的光栅对获得了 45 倍的

压缩因子。1.06 μm 波长的压缩脉冲一般在未被压缩的脉冲两翼具有较大一部分能量，这是因为实际应用中为了减小光损耗，所用光纤一般比式(6.2.8)决定的长度更短。当 GVD 效应没有完全发挥作用时，仅脉冲中央部分具有线性啁啾，脉冲两翼的能量未被压缩。利用光纤的非线性双折射效应可以减小脉冲两翼部分未被压缩的能量，这时光纤相当于一个强度鉴别器[58]。

利用谱窗技术可以消除脉冲两翼的能量[18]。因为两翼所含的频谱分量在脉冲频谱的极端，所以可通过在图 6.1 中的 M_1 镜附近放置一个光阑将其滤掉。图 6.7 比较了有谱窗(虚线所示)和无谱窗(实线所示)时得到的压缩脉冲的自相关迹[56]。用一个普通的光栅-光纤压缩器，可将 75 ps 的输入脉冲压缩到 0.8 ps 左右，压缩因子大于 90。用谱窗几乎消除了脉冲的两翼，而脉宽仅增加到 0.9 ps。通过用适当的掩模代替简单的光阑，此技术还可用来修正脉冲形状[55~57]。还可以在光纤输出端(进入光栅对之前)通过啁啾脉冲的时间调制达到上述目的[59]。这些技术使光栅-光纤压缩器成为可以用于脉冲合成的多功能工具。

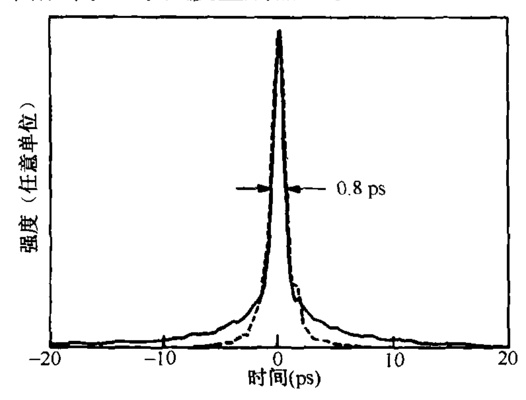


图 6.7　有谱窗和没有谱窗时压缩脉冲的自相关迹[56]

对 1.06 μm 波长的脉冲，由于受激喇曼散射的影响，要得到大于 100 的压缩因子，一般比较困难。一个实验[24]将 60 ps 脉冲通过 880 m 长的光纤，获得了 110 倍的压缩因子。将两个光栅-光纤压缩器串联还可得到更高的压缩因子[19]。例如，一个实验[22]将 90 ps 脉冲压缩到了0.2 ps，总的压缩因子为 450，同时峰值功率由 480 W 增加到 8 kW。两个压缩器具有相同的压缩因子，均为 21 左右。值得注意的是，尽管脉冲通过第一个压缩器后两翼仍具有很大的能量，但是通过第二个压缩器后，脉冲质量却很高，原因与输入脉宽的不同有关；进入第二个压缩器的 4.2 ps 脉冲很短，以至于 GVD 能使整个脉冲具有线性啁啾。实验结果与理论一致。

光栅-光纤压缩技术已扩展到 1.32 μm 波长[20]，锁模 Nd：YAG 激光器可提供这种波长的较强脉冲，其脉宽约为 100 ps。但是，由于普通石英光纤仅对 $\lambda < 1.3$ μm 提供正常色散，所以必须用零色散波长位于 1.55 μm 左右的色散位移光纤，其最佳光纤长度一般超过 2 km。然而，这并不能成为一个限制因素，因为在 1.32 μm 处光纤损耗较小(约为 0.4 dB/km)。一个实验[21]将 100 ps 脉冲通过 2 km 长色散位移光纤(零色散波长为 1.59 μm)，获得了 50 倍的压缩因子。为了将光栅间距减小到一个易于处理的尺寸，光纤长度小于最佳值($l_{opt} \approx 3.3$ km)。如果采用最佳光栅间距和最佳光纤长度 N(对应 130)，则由式(6.2.10)可预计压缩因子为 80。

工作在 1.32 μm 波长的一个优点是光栅对可用一段光纤代替，这样就使小型的全光纤压缩器成为可能。此压缩器由 GVD 参量 β_2 分别为正值和负值的两段光纤熔接在一起制成，具有正 β_2 值的光纤沿整个脉冲产生线性啁啾，而具有负 β_2 值的光纤压缩脉冲，两段光纤的长度需要通过式(6.2.8)和式(6.2.9)优化。光栅参量ϕ_2 用 $\beta_2 L_2$ 代替，其中 L_2 是具有负 β_2 值的第二段光纤的最佳长度。实验已证实了这一设想[20]：用一段 $\beta_2 \approx 18.4$ ps^2/km 的 2 km 长的光纤和一段 $\beta_2 \approx -4.6$ ps^2/km 的8 km 长的光纤，将 130 ps 脉冲压缩到了 50 ps。在后来的实验中，用两级压缩方法，即一个光栅-光纤压缩器和一段反常 GVD 光纤，获得了高达 5000 的压缩因子。这些实验中的第二级压缩源于高阶孤子效应，这是下一节中将要讨论的问题。

随着锁模钛宝石激光器的出现,20世纪90年代,人们将相当大的注意力集中到将脉冲宽度压缩至5 fs以下。到1996年,利用钛宝石激光器已能直接产生短于8 fs的光脉冲[60],若用光栅-光纤压缩器压缩10 fs的脉冲,即使压缩因子仅为3,也可以在800 nm波长区得到短于4 fs的脉冲,这样的脉冲包含不到两个光学周期!由于几种高阶非线性效应限制了脉冲的压缩程度,实际应用中不容易获得如此短的脉冲。然而在一些实验中已得到了脉宽在3~5 fs范围内的脉冲[61~69],对于5 fs的脉冲,其谱宽超过100 THz,很难找到GVD在如此大的频谱范围内能保持为常数的光栅或棱镜对,因而TOD在很大程度上限制了压缩器的性能。

现在正采用一些技术来克服高阶色散和非线性效应带来的限制。在1997年的一个实验中[61],用芯径为2.75 μm的保偏光纤对13 fs输入脉冲施加啁啾,尽管最佳光纤长度估计仅为1 mm[见式(6.2.8)],但实际上被迫使用3 mm长的光纤,啁啾脉冲的频谱超过250 nm。压缩器由一个光栅对和一个四棱镜组合构成,压缩后的脉冲宽度为4.9 fs,并且TOD效应限制了压缩效果。利用由啁啾镜(chirped mirror)构成的格斯-托洛斯干涉仪,可以将脉宽减小到4.6 fs[63],其中啁啾镜是将两种不同电介质在衬底上沉积为多层膜结构形成的,这与用于光纤激光器锁模的可饱和布拉格镜类似(见5.4节)。正如啁啾光纤光栅能提供较大的GVD,啁啾镜也能引入较大的GVD值。通过改变膜层厚度,可以设计出在很大带宽内(大于150 THz)残余TOD几乎为零且具有均匀GVD的啁啾镜[70]。

用光纤对输入脉冲引入啁啾有一个缺点,即压缩脉冲的峰值功率受石英损伤阈值的限制。利用空心光纤可以解决这一难题,这种光纤直径较大,里面充满惰性气体。在1997年的一组实验中[62],将60 cm长的空心光纤(直径为80 μm)充满氩气或氪气,填充气体的非线性和色散效应对能量约为40 μJ的20 fs脉冲施加啁啾,利用啁啾镜并结合两对熔石英棱镜,将这一啁啾脉冲压缩至4.5 fs。2003年,先通过氩气填充空心光纤中的SPM对脉冲施加啁啾,再在495~1090 nm的宽带宽上进行啁啾补偿,脉冲宽度能减小到3.4 fs(约为一个半光学周期)[69]。

近年来,高非线性光纤,如光子晶体光纤和其他微结构光纤,也已用于脉冲压缩,因为这种光纤具有奇异的色散和非线性特性[71~73]。与传统光纤相比,高非线性光纤的有效模场面积小得多,因此其非线性参量 γ 的值相当大($\gamma > 20\ \mathrm{W^{-1}/km}$)。结果,无需多长的光纤就可以通过SPM施加较大的啁啾。在2004年的一个实验中[72],用一小段(长约为1 cm)芯径为2.6 μm的光子晶体光纤并结合一个光栅对,将250 fs的脉冲压缩到25 fs。在另一个实验中[73],用芯径为5 μm的20 cm长光子晶体光纤并结合一个光栅对,将100 fs的脉冲压缩到20 fs。该光纤的零色散波长与激光波长匹配,能确保在SPM感应的脉冲频谱展宽过程中,色散效应所起的作用微不足道。当被压缩的脉冲具有较高的平均功率和峰值功率时,必须利用大模场面积光纤。在2003年的一个实验中[71],将810 fs脉冲的频谱在有效模场面积为200 μm^2 的17 cm长微结构光纤中展宽,用棱镜对消啁啾后,可以得到峰值功率为12 MW的33 fs脉冲。

6.3 孤子效应压缩器

波长大于1.3 μm的光脉冲在石英光纤中传输时一般都经历SPM和反常GVD,这样一段光纤本身就可作为一个压缩器,而不需要外部的光栅对。从1983年起,这种技术就用于光脉冲压缩[74~91],压缩机制与高阶孤子的基本性质有关。正如在本书原理篇5.2节中所讨论的[2],这些高阶孤子遵循周期性演化图样,在每个周期的开始有一个初始窄化阶段。正是这一特征,适当

地选择光纤长度，输入脉冲可被压缩，压缩因子取决于孤子阶数 N。为了突出孤子作用，将这样的压缩器称为孤子效应压缩器(soliton-effect compressor)。

6.3.1 压缩器的优化

光纤中 N 阶孤子的演化可以用 NLS 方程描述。因为实际所用的光纤长度比较短($\alpha L \ll 1$)，所以能够忽略光纤损耗($\alpha = 0$)。在反常 GVD 区($\beta_2 < 0$)，方程(6.2.5)变为

$$i\frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + N^2|U|^2U = 0 \tag{6.3.1}$$

式中，参量 N 由式(6.2.6)给出。尽管仅当 N 为整数值时高阶孤子才遵循精确的周期性演化图样，但是方程(6.3.1)却可以描述任意 N 值的脉冲演化。对所有 $N > 1$ 的值，输入脉冲一般都经历一个初始的窄化阶段，最佳光纤长度 z_{opt} 对应于中央峰的宽度变到最窄时的位置。压缩因子是输入脉冲与压缩脉冲的半极大全宽度(FWHM)的比值。

用数值方法已获得了压缩因子 F_c 和最佳光纤长度 z_{opt} 与 N 的关系[74]。对 N 为整数的情况，也可用逆散射法得到这些量。图 6.8 给出了 N 在 1 ~ 15 范围内取值时，F_c^{-1} 和 z_{opt}/z_0 随 N 的变化情况，同时给出了品质因数 Q_c(定义为压缩脉冲与输入脉冲的能量比)随 N 的变化情况。与光栅-光纤压缩器的情况不同，Q_c 明显比理想值 1 小，并且随 N 的增加单调减小，这一缺点是孤子效应压缩器所固有的。剩余能量以很宽的基座形式存在于压缩脉冲周围。

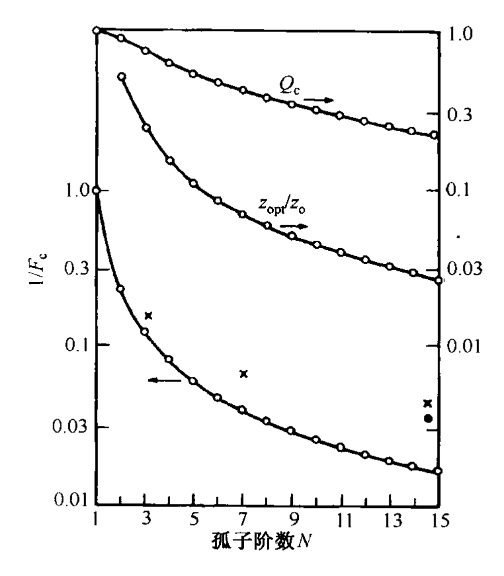


图 6.8　压缩因子 F_c、最佳光纤长度 z_{opt} 和品质因数 Q_c 随孤子阶数参量 N 的变化关系[74]

产生基座的原因从物理意义上可理解为，在初始窄化阶段，高阶孤子的演化主要由 SPM 所支配，而由于 SPM 感应的啁啾仅在脉冲的中央部分是线性的，所以也仅是中央部分被反常 GVD 压缩；而脉冲两翼的能量未被压缩，并表现为一个宽的基座。

将 N 值一直取到 50 的数值模拟结果表明[38]，一个孤子效应压缩器的压缩因子 F_c 和最佳光纤长度 z_{opt} 可由下面的经验关系式很好地近似：

$$F_c \approx 4.1N \tag{6.3.2}$$

$$\frac{z_{opt}}{z_0} \approx \frac{0.32}{N} + \frac{1.1}{N^2} \tag{6.3.3}$$

这两个关系式在 $N > 10$ 的情况下可以精确到百分之几，并且与式(6.2.8)至式(6.2.10)给出的光栅-光纤压缩器的经验关系式类似，可以作为一个简单的设计定则。两者直接比较表明，对于相同的 N 和 z_0 值，孤子效应压缩器的压缩因子比光栅-光纤压缩器的大 6.5 倍，而且光纤长度仅为后者的 1/5。然而，压缩脉冲仅具有输入脉冲的一小部分能量，其余能量表现为一个宽的基座，所以压缩脉冲的质量较差。图 6.8 中的结果是在假设输入脉冲无啁啾并为双曲正割形的条件下得到的，对于具有特殊形状的啁啾输入脉冲，可获得更高的压缩因子[84]。

6.3.2 实验结果

在1983年的一个实验中[74],用工作在1.5 μm附近的色心激光器产生的7 ps脉冲作为输入脉冲,通过一段320 m长的光纤($z/z_0 \approx 0.25$)传输。当输入脉冲的峰值功率超过1.2 W(对应于基阶孤子的功率水平)时,输出脉冲变得比输入脉冲更窄,并且压缩因子随着N的增加而增大。对于三个不同的N值,压缩因子的实验观测值如图6.8中的叉号所示。当$N=3$时,压缩因子与理论值(约为8)接近;但对于更大的N值,压缩因子比理论值小得多。不过,只要注意到320 m的光纤长度接近于$N=3$的最佳光纤长度,而当$N>3$时,最佳长度小得多,就不难理解这个问题。确实,对$N=13$,当将光纤长度减小到100 m($z/z_0 \approx 0.077$)时,压缩因子可增加到27,如图6.8中的实点所示。0.26 ps压缩脉冲的自相关迹如图6.9所示,其中用虚线和实线比较了有、无非线性双折射效应时的基座。

在一定的实验条件下,观察到压缩脉冲中很宽的基座可以部分得到抑制。正如在本书原理篇6.2节中讨论过的[2],这种基座抑制与光纤的非线性双折射有关,它使光纤起到一个强度鉴别器的作用[58]。从原理上讲,这种机制几乎可以完全消除基座。另一个消除基座的方法是滤除与基座有关的压缩脉冲的低频分量。数值结果表明[76],这种滤波器的带宽$\Delta\nu_f$与参量N及输入脉宽T_{FWHM}之间的关系为

$$\Delta\nu_f \approx 0.2(N/T_{\text{FWHM}}) \tag{6.3.4}$$

式中的数字因子与输入脉冲形状稍有关系。

孤子效应压缩器可以用来获得很高的压缩因子。一个实验[75]将30 ps脉冲通过一段250 m长的光纤,脉冲被压缩到275 fs,获得了110倍的压缩因子。如果设$N \approx 28$(对应于峰值功率0.6 kW),并且注意,对于30 ps的入射脉冲,$z_0 \approx 20$ km,那么上面的光纤长度差不多是最佳值,所观测到的压缩结果也基本上与式(6.3.2)一致。在最近的一些实验中[78~80],用两级压缩装置,即一个光栅-光纤压缩器紧接着一个孤子效应压缩器,实现了约1000倍的压缩因子。这些实验都利用1.32 μm锁模Nd:YAG激光器输出的100 ps脉冲作为输入脉冲。第一级用光栅-光纤压缩器获得脉宽为1~2 ps的压缩脉冲,然后再将这些脉冲入射到孤子效应压缩器中。通过精心设计孤子效应压缩器的光纤长度,可得到约50倍的压缩因子。在1988年的一个实验[80]中,通过这样的两级压缩装置,将初始的90 ps脉冲压缩为18 fs(仅含4个光学周期),获得5000倍的净压缩因子,图6.10给出了18 fs脉冲的自相关迹和频谱。频谱中心很窄的特征对应于自相关迹中的基座,它约占总能量的69%。

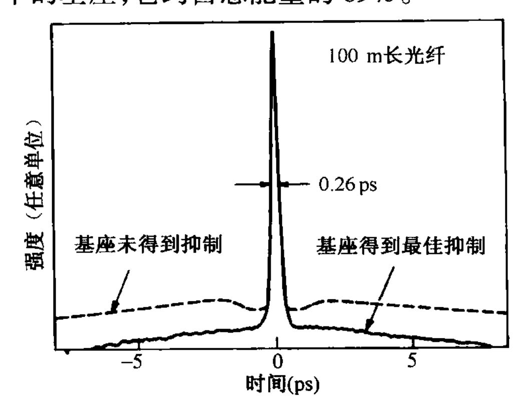


图6.9　利用孤子效应压缩器将7 ps输入脉冲压缩到0.26 ps的自相关迹[74]

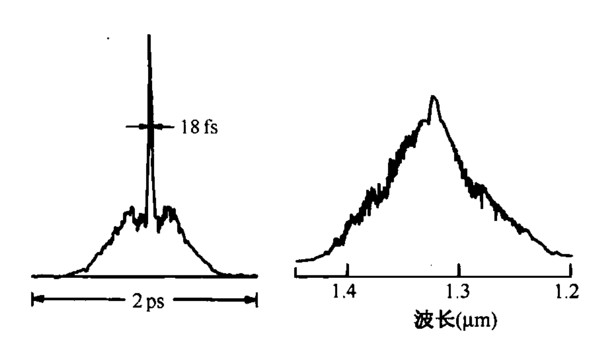


图6.10　用两级压缩方案将90 ps输入脉冲压缩到18 fs得到的自相关迹和频谱[80]

一些实验使用多个级联的孤子效应压缩器来实现最短的脉冲。在 1999 年的一个实验中[89],用四级压缩将 7.5 ps 光脉冲压缩到 20 fs,总的压缩因子超过 3700。每一级都采用了具有最佳色散特性的不同光纤,特别是第三级利用了色散值沿长度方向减小(色散渐减光纤)的 4 m 长的光纤,第四级利用 60 cm 长的光纤,其色散在宽波长范围具有同一个值(色散平坦光纤)。该实验表明,使脉冲频谱移向长波长的高阶非线性效应(喇曼感应频移)在最后两级压缩中起重要作用。喇曼感应频移还有助于减小图 6.10 中不希望出现的基座。在 2006 年的一个实验中[91],利用两级孤子效应压缩,将通过正常色散区的喇曼放大产生的 5.4 ps 抛物线脉冲(见 4.6.2 节)压缩到 20 fs,其中第一级压缩使用了 3.5 m 长的光子带隙光纤(空气纤芯)和50 cm 长的高非线性光纤。近年来,高非线性光纤的使用已经相当普遍,因为它们提供的非线性参量 γ 的值相当大($\gamma > 50\ \mathrm{W^{-1}/km}$)。

6.3.3 高阶非线性效应

在涉及飞秒脉冲的脉冲压缩实验中[79],发现最佳光纤长度是式(6.3.3)的预期值的 2.5 倍,这并不意外,因为式(6.3.3)是以方程(6.3.1)的数值解为基础的,而方程(6.3.1)忽略了高阶色散效应和高阶非线性效应,当脉宽小于 100 fs 时,这些效应变得非常重要。为了精确地预测最佳光纤长度,必须将光纤中的三阶色散效应、自变陡效应和脉冲内喇曼散射包括在内,求解下面的广义 NLS 方程:

$$i\frac{\partial U}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2}-i\delta_3\frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3}+N^2\left(|U|^2U+is_0\frac{\partial |U|^2U}{\partial \tau}-\tau_R U\frac{\partial |U|^2}{\partial \tau}\right)=0 \tag{6.3.5}$$

式中,三个参量 δ_3,s_0 和 τ_R 分别描述了三阶色散效应、自变陡效应和脉冲内喇曼散射效应(见本书原理篇 5.5 节)[2]。

对于并不太短的脉冲(脉宽大于 50 fs),在并不太靠近光纤零色散波长传输时,主要影响是脉冲内喇曼散射,它表现为脉冲频谱向红端位移,这种现象称为孤子自频移(soliton self-frequency shift)或喇曼感应频移(Raman-induced frequency shift)。与这一频移相联系的是光脉冲延迟,它是由脉冲群速度的改变引起的,这种延迟严重影响着关系脉冲压缩的 GVD 和 SPM 的互作用。当分析中包括高阶非线性效应时,数值模拟确实表明,最佳光纤长度比式(6.3.1)预期的更长。

有趣的是,脉冲内喇曼散射可以改善压缩脉冲的质量,产生无基座脉冲[82]。图 6.11 给出了十阶孤子的演化过程,其中选取 $\tau_R = 0.02$,此值适合于 0.2 ps 的输入脉冲。在$\xi = 0.06$ 附近脉冲开始压缩,并在很宽的基座上形成一个尖峰,这与 $\tau_R = 0$ 时的情况相似。但是,由于脉冲内喇曼散射,当$\xi > 0.06$ 时,脉冲的演化开始出现定性上的差别。更特别的是,由于喇曼感应频移引起群速度的改变,窄尖峰的传输慢于基座,两者逐渐分开,这样通过频谱滤波就可消除基座。最终结果是产生一个红移的无基座压缩脉冲。同时,最佳光纤长度和压缩因子都比由图 6.8 得到的更大。

脉冲内喇曼散射与感应的调制不稳定结合,可得到高重复频率的无基座超短光脉冲序列[83]。其基本思想是,将一束正弦调制的连续光注入光纤,如果调制频率位于不稳定性增益的带宽内,则弱 AM 边带被调制不稳定性提供的增益放大。同时,当峰值功率足以激发高阶孤子时,脉冲通过孤子效应被压缩。当不存在脉冲内喇曼散射时,压缩脉冲叠加在由连续光背景形成的宽基座之上。然而,由于喇曼感应的频移,脉冲序列与基座的频谱分离。用一个带通滤波器可消除基座,得到一重复频率由初始调制频率决定的超短光脉冲序列。数值模拟表明[86],利用此技术可产生重复频率约为 100 GHz 且脉宽约为 100 fs 的脉冲序列。

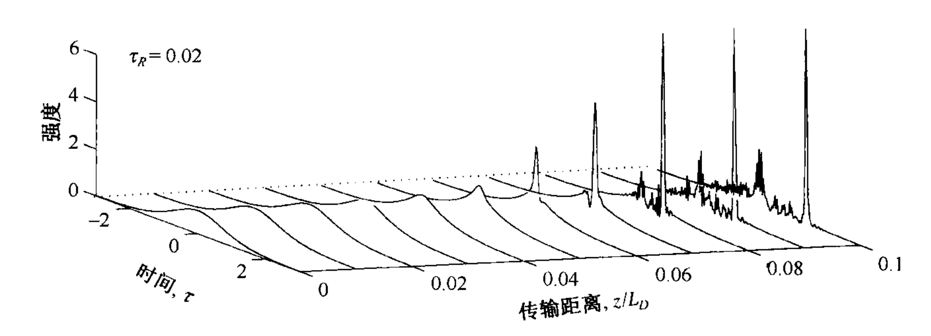


图 6.11 存在脉冲内喇曼散射时,十阶孤子的演化[82]

当利用孤子效应对靠近零色散波长的飞秒脉冲进行压缩时,则 TOD 一般会降低压缩脉冲的质量[87]。但是,若 TOD 参量 δ_3 为负值($\delta_3 < 0$),则 TOD 与脉冲内喇曼散射相结合可以提高孤子效应压缩器的性能。基于方程(6.3.5)的数值模拟表明[88],β_3 为负值可以产生更大的压缩因子和更高的峰值功率。尽管对大多数光纤而言,β_3 为正值,但是 β_3 为负值的色散补偿光纤已在 20 世纪 90 年代后期制造出来。利用色散管理技术,即将两种或更多种具有不同色散特性的光纤熔接在一起,可以提供一种新型的孤子效应压缩器,其平均 GVD 较小但为负值,同时 β_3 的平均值为负。这种压缩器能用于飞秒脉冲的压缩。

近年来,高非线性光纤已用于超连续(SC)谱产生,它是通过高阶孤子分裂(见本书原理篇第 12 章[2])来展宽脉冲频谱的。在超连续谱产生过程中,高阶非线性效应和高阶色散效应起了主要作用。实际上,输入脉冲通过孤子分裂分解成许多子脉冲,每个子脉冲的频谱将通过脉冲内喇曼散射迅速移向长波长端。在发现超连续谱不久,人们就意识到这一过程可用来产生超短压缩脉冲[92~98]。在 2002 年的一个实验中[92],将锁模掺镱光纤激光器产生的 2.4 ps 脉冲入射到掺镱微结构光纤(适当泵浦可作为放大器使用)中,输入脉冲能被压缩到 110 fs。脉冲被同时放大和压缩,形成一个频谱持续向红端位移的喇曼孤子。

一个重要问题是,用超连续谱展宽是怎样产生短脉冲的?在实际应用中,经常要处理脉冲与脉冲之间具有小的起伏的一个脉冲序列。由于超连续谱产生过程是通过光纤非线性驱动的,因此其对脉冲峰值功率极为敏感。即使峰值功率有 0.2% 的差别,也可以显著改变脉冲不同频谱分量的相位[93],于是用单个压缩器不可能对脉冲序列中的所有脉冲提供最佳压缩。在 2004 年的一项研究中[94],用随机方法揭示了脉冲起伏对压缩所施加的基本限制。结果表明,在最佳条件下,压缩脉冲的平均宽度仍能接近 5 fs。确实,在 2005 年的一个实验中[96],将 15 fs 脉冲入射到 5 mm 长的微结构光纤中,产生的超连续谱用色散延迟线消啁啾后,得到了 5.5 fs 的压缩脉冲。

若压缩过程只是通过孤子效应实现的,可以不使用色散延迟线。数值模拟表明[97],在适当的入射条件下,用芯径小于 1 μm 的光纤(称为光子纳米线)可以将脉冲压缩到 2 fs。实验中,在 980 nm 芯径的微结构光纤中将 70 fs 脉冲压缩到了 6.8 fs,仅用这样的 2 mm 长光纤就获得了 10.3 的压缩因子。图 6.12 给出了压缩脉冲的强度和频谱形状,以及对应的相位曲线(图中虚线所示),所有这些均是由互相关 FROG(频率分辨光学门)迹推测得来的。尽管压缩脉冲中带有基座,但品质因数 F_c 仍达到了 0.73。

在 2006 年的一个实验中[98],将几种光纤组合起来以补偿高阶色散效应,结果获得了无基座的压缩脉冲。尤其是,利用两级脉冲压缩技术,将工作在 1.55 μm 波长的锁模光纤激光器输出的 260 fs 脉冲压缩到 22 fs。在一级压缩过程中,用 EDFA 并结合标准光纤产生了具有相当光滑

的 40 nm 宽单峰频谱的 110 fs 脉冲；然后将这一脉冲入射到具有正常色散的高非线性光纤中，光纤的最佳长度为 40 cm。尽管在这种光纤中脉冲频谱移向红端(通过脉冲内喇曼散射)并被大大展宽(FWHM 为 250 nm)，但仍保持单峰特性，因为光纤正色散同时将脉宽增加到 820 fs。用两段标准色散和反色散光纤对展宽脉冲消啁啾，最终得到了无基座的 22 fs 脉冲。实现这样的性能是可能的，因为实验利用了光纤中的非线性效应，但同时避免了导致超连续谱产生的高阶孤子分裂效应。

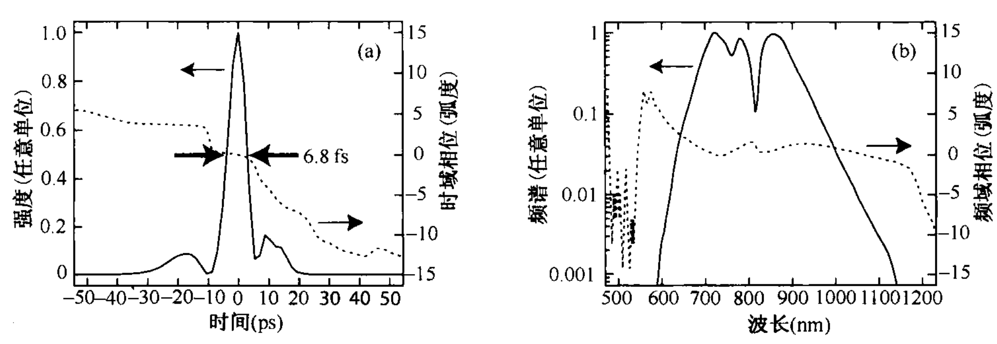


图 6.12　由测量的 FROG 迹还原得到的压缩脉冲的形状、频谱及对应的相位曲线[97]

6.4　光纤布拉格光栅

正如在第 1 章中所讨论的，光纤布拉格光栅在阻带边缘附近表现出较大的群速度色散。这种光栅感应的 GVD 可以从正值变为负值，而且通过改变光栅的周期，GVD 的大小还可以在较宽范围内调节。由于光纤光栅可作为色散延迟线，因此可以用它代替体光栅对压缩啁啾脉冲[99]。另外，光纤光栅内各种非线性效应的发生，也表明了利用小型化全光纤器件实现脉冲压缩的可行性[100]。基于这些原因，在光纤光栅实用化不久，用它来压缩脉冲就引起了人们的关注[101~118]。本节将讨论光纤光栅在脉冲压缩器中所起的重要作用。

6.4.1　作为小型色散元件的光栅

均匀光栅能反射波长位于以布拉格波长 λ_B 为中心的阻带内的光；而对靠近阻带边缘但在阻带外的光，光栅能提供较大的色散。光栅感应的 GVD 和 TOD 的有效值取决于失谐量 δ，并由下式给出[见式(1.3.26)]：

$$\beta_2^g = -\frac{\mathrm{sgn}(\delta)\kappa^2/v_g^2}{(\delta^2-\kappa^2)^{3/2}} \qquad \beta_3^g = \frac{3|\delta|\kappa^2/v_g^3}{(\delta^2-\kappa^2)^{5/2}} \tag{6.4.1}$$

式中，κ是 1.3 节中定义的耦合系数，GVD 参量 β_2^g 取决于失谐量 δ 的符号。在阻带的高频端，$\delta>0$，为反常 GVD 区($\beta_2^g<0$)；相反，在阻带的低频端，$\delta<0$，为正常 GVD 区($\beta_2^g>0$)。但对所有情形，TOD 总为正值。若光波的频率落在靠近阻带边缘处(这时 $\delta=\kappa$)，β_2^g 和 β_3^g 均变为无穷大，图 1.7 给出了 GVD 在光栅阻带边缘附近的变化规律。$|\beta_2^g|$ 的典型值很容易超过 10^7 ps^2/km，结果 1 cm 长的光纤光栅就可以提供与 10 km 长的石英光纤或间距超过 1 m 的体光栅对所能提供的同样大小的色散。

于是，光纤光栅的一个简单应用是代替光栅-光纤压缩器中的体光栅对，这样所得的全光纤器件可以相当小巧。但遗憾的是，当 δ 接近位于 $\delta=\pm\kappa$的阻带边缘时，β_3^g 迅速增大，结果 TOD

严重影响了压缩脉冲的质量。图 6.13(a)给出了 80 ps(指的是 FWHM)脉冲通过 6.5 cm 长的切趾光栅时,脉宽随波长失谐量的变化情况,图中点线给出了透射率的变化[115]。所用脉冲由 Q 开关锁模 Nd:YLF 激光器产生,并通过激光器内部的 SPM 产生啁啾。当 $\Delta\lambda = -0.45$ nm 时,得到约为15 ps的最小脉宽,其中,$\Delta\lambda = -(\lambda_B^2/2\pi\bar{n})\delta$,$\bar{n}$ 是折射率的平均值,这种情形下压缩脉冲的形状在图 6.13(b)中用实线给出,入射脉冲的形状用虚线给出。脉冲形状和压缩因子 5.3 与式(6.4.1)给出的理论结果相吻合。

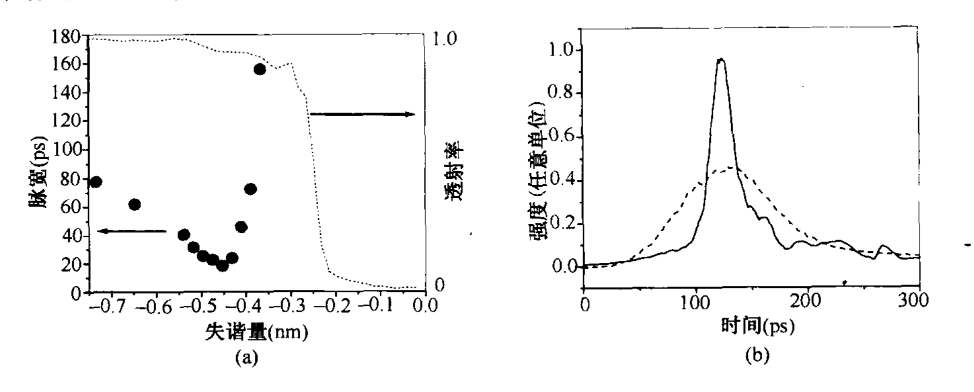


图 6.13 压缩脉冲的宽度随波长失谐量 $\Delta\lambda$ 的变化以及 $\Delta\lambda = -0.45$ nm 时的压缩脉冲形状[115]

利用啁啾光纤光栅可以显著提高压缩因子和脉冲质量。正如在 1.7.2 节中所讨论的,啁啾光纤中的光学周期沿光纤长度变化,结果阻带中心处的布拉格波长也沿光栅长度位移。从物理意义上讲,脉冲的不同频率分量被光纤的不同区域反射。这种器件可在反射脉冲中引入较大的 GVD 值,通过考虑布拉格波长中的总频移 $\Delta\lambda_t$ 引入的时间延迟,可以估计出 GVD 的大小。利用 $T_r = D_g L_g \Delta\lambda_t = 2\bar{n}L_g/c$,式中 T_r 是长为 L_g 的光栅的往返时间,色散参量为

$$D_g = -(2\pi c/\lambda^2)\beta_2^g = 2\bar{n}/(c\Delta\lambda_t) \tag{6.4.2}$$

若 $\Delta\lambda_t = 0.2$ nm,则 $|\beta_2^g|$ 的值可以超过 5×10^7 ps^2/km。通过对光栅周期进行线性啁啾(在光栅两端,周期仅改变 0.1%),即可实现布拉格波长的位移。

1994 年,有几个实验采用了啁啾光栅进行脉冲压缩[102~104],其中一个主要动机是补偿光纤通信系统中色散感应的脉冲展宽[119]。在 1995 年的一个实验中[105],在比特率为 10 Gbps 时,利用 12 cm 长啁啾光栅实现了对 270 km 长的标准光纤($\beta_2 \approx -20$ ps^2/km)的色散补偿。利用这种方法可以获得超过 100 的压缩因子。从实际的角度考虑,啁啾光纤光栅的唯一缺点是压缩脉冲被反射回去,而不是透射过去。由于光环行器的插入损耗相对较低,通常用它将反射脉冲从入射脉冲中分离出去。

在大多数光栅-光纤压缩器中,在输入脉冲被光栅压缩之前,需要用一段较长的正色散光纤使它产生啁啾。利用细纤芯微结构石英光纤可以大大缩短所需的光纤长度。用其他玻璃制造的光纤,若其非线性参量 n_2 的值相当大,也对此有所帮助。在 2006 年的一个实验中[118],用 4.1 m 长的硫化物光纤展宽载波波长为 1550 nm 的 6 ps 脉冲的频谱,硫化物光纤在这一波长附近表现为正常色散($\beta_2 = 710$ ps^2/km),而且其 n_2 值是石英光纤的 300 多倍。由于这样大的 β_2 和 n_2 值,当用啁啾光纤光栅对峰值功率仅为 35 W 的 6 ps 脉冲消啁啾时,可以将脉冲压缩到 420 fs。这些结果表明,如果脉冲峰值功率足够低,使得双光子吸收不会限制压缩脉冲的性能,那么硫化物光纤将对脉冲压缩非常有用。

6.4.2　光栅感应的非线性啁啾

如果光纤光栅表现为正常 GVD,并且输入脉冲的能量足够高,那么 SPM 效应也相当大,这样就可以用光纤光栅对脉冲产生啁啾,然后用具有反常 GVD 的色散延迟线对脉冲消啁啾。这种器件形成一个小型的压缩器,但需要较高的输入脉冲能量,而且必须小心地设计光纤光栅,以减小 TOD 的影响,同时避免引起 SRS[113]。

TOD 对光栅内的啁啾过程的影响,可以通过解 1.3 节中的非线性耦合模方程进行数值研究。然而正如在 1.3 节中所指出的,这些方程可简化为修正的 NLS 方程

$$i\frac{\partial U}{\partial \xi}-\frac{1}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2}-\delta_3\frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3}+N^2|U|^2U=0 \tag{6.4.3}$$

式中,$\delta_3=\beta_3^g/(6\beta_2^g T_0)$是光栅的有效 TOD 参量。由于光栅长度较短,光栅内的光纤损耗可以忽略不计。图 6.14 给出了利用 10 cm 长的具有正常 GVD($\beta_2=50\ \text{ps}^2/\text{cm}$)的光纤光栅对 70 ps 高斯脉冲产生啁啾时,TOD 对脉冲形状的影响[113],其中脉冲峰值强度为 170 GW/cm^2。通过改变 δ_3 的值,可以将 TOD 效应包括在内。在不考虑 TOD 效应时($\delta_3=0$),啁啾脉冲近似为矩形,与在 6.2 节中看到的一样;然而,当 δ_3 增大时,脉冲变得不对称,并形成相当明显的内在结构。这种结构会影响压缩脉冲的质量,在设计光纤光栅时应使之最小[113]。

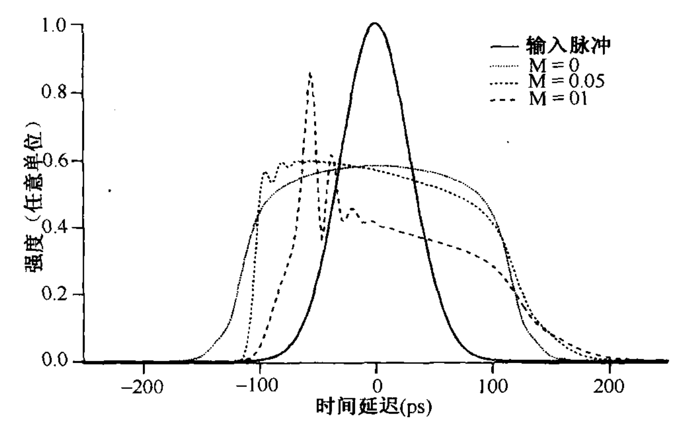


图 6.14　用光纤光栅对 70 ps 高斯脉冲产生啁啾时,TOD 对脉冲形状的影响[113]

TOD 参量 δ_3 取决于失谐参量 δ,将光栅阻带边缘移离光波长,使光脉冲不太靠近它,则可以减小 δ_3 的值。然而当$|\delta|$增大时,GVD 参量 β_2^g 减小,造成色散长度变大。由于光栅的最佳长度约为 $z_{\text{opt}}=(6L_DL_{\text{NL}})^{1/2}$,因此需要更长的光栅。受激喇曼散射限制了压缩因子,因此不能靠增加输入峰值功率使参量 N 太大,否则会引起受激喇曼散射。周密考虑各种色散和非线性效应表明,最大压缩因子被限制在 6 左右[113]。同时必须强调的是,通过光栅产生非线性啁啾的脉冲不能利用另一个作为色散延迟线的光纤光栅压缩,这是因为它们的峰值功率太高。通过降低脉冲能量,可以避免第二个光栅中的非线性效应。另外,光栅或棱镜对也可以作为替代品用于脉冲压缩。

6.4.3　布拉格孤子压缩

正如在 1.6 节中讨论过的,光纤光栅能支持布拉格孤子,这些孤子可以用于光脉冲压缩,其工作方式与无光栅的光纤中高阶孤子产生的孤子效应压缩相同。光纤光栅的优点是压缩器长度能从几百米减至几厘米。

由于在适当条件下,描述脉冲在光纤光栅中传输的非线性耦合模方程简化为有效 NLS 方程(见 1.5.2 节),因此只要 GVD 参量 β_2 和非线性参量 γ 用式(1.5.10)给出的等效值代替,则 6.3 节中的分析也可以适用于光纤光栅。当 N 在 2 ~ 15 之间变化时,压缩因子的估计值为 $F_c \approx 4.6(N-1)$。图 1.17 给出了峰值强度为 11 GW/cm² 的 80 ps 入射脉冲通过 7.5 cm 长的切趾光纤光栅后的脉冲形状。可以看出,由于 GVD 参量随失谐量 δ 变化,不同孤子阶数 N 对应不同的曲线。适当选择 β_2^g 和峰值功率 P_0 的值,使入射脉冲对应二阶孤子,同时光栅长 $L = z_0/2$,则压缩因子预计为 4.6。在这样的实验条件下,确实观察到了压缩因子为 4 的压缩脉冲[115]。

在 2005 年的一个实验中,通过 10 cm 长光纤光栅中的调制不稳定性形成孤子,将从微芯片 Q 开关激光器得到的 580 ps 脉冲压缩到 45 ps。脉冲峰值功率超过 1 kW,足以在 Q 开关脉冲包络内产生多个子脉冲。图 6.15 给出了相对阻带的短波长边缘附近的布拉格波长有不同失谐量时,输入脉冲峰值功率为 1.4 kW 时测量到的透射率和输出脉冲形状。当通过拉伸光栅位移其布拉格波长,将脉冲波长调谐到更接近阻带边缘时,输出脉冲变窄。对 $\delta = 15.9\ \text{cm}^{-1}$ 的失谐量,输出能量的大部分包含在与输入脉冲相比窄 12 倍的单一窄脉冲中,这一窄化与前面讨论的孤子效应压缩类似。单一主脉冲的形成在很大程度上取决于输入脉冲的峰值功率。例如,当输入脉冲峰值功率为 2.5 kW 时,在光栅输出端形成了 5 个振幅不同的窄脉冲,这与高功率下调制不稳定性理论预期的一致。基于非线性耦合模方程和有效 NLS 方程(见 1.6 节)的数值模拟与实验结果非常吻合。

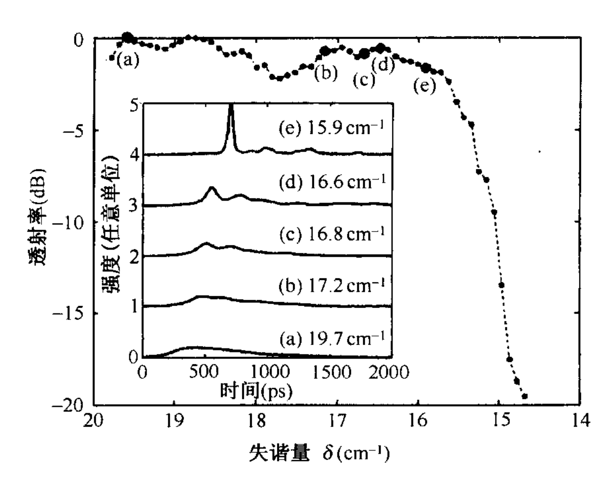


图 6.15 相对布拉格波长有不同失谐量时的透射率和输出脉冲形状[117]

另一种基于光栅非线性的光脉冲压缩方案是利用推扫效应,即用强泵浦脉冲扫过较弱的宽脉冲,结果宽脉冲的大部分能量堆积在泵浦脉冲的前端[106]。光推扫效应的物理机制已在 1.6.4 节中做了讨论,这种情形下的非线性啁啾是通过 XPM 而不是 SPM 产生的。在 1997 年的一个实验中[112],观察到了推扫效应感应的脉冲压缩现象。XPM 感应的脉冲压缩将在本章后面更加详细地讨论。

尽管已经在光纤光栅中观测到孤子效应压缩现象,但其在实际应用中可能受到限制,原因与石英玻璃的 n_2 值较低和光纤光栅的长度较短有关。即使对相对较长的光纤光栅($L = 50$ cm),获得大小等于 π 的非线性相移($\phi_{\text{NL}} = \gamma P_0 L$)需要的峰值功率 P_0 也要超过 1 kW。若用硫化物玻璃制作光纤光栅,则所需功率可减小到原来的百分之一以下。

6.5 啁啾脉冲放大

许多应用都需要光脉冲具有很高的能量(约为 1 mJ 或更大),这很难由激光器直接得到,所以需要一台或多台放大器从外部放大脉冲。但是,随着脉冲峰值功率的增大,放大器中的非线性效应将使脉冲发生畸变。现已发现啁啾脉冲放大(CPA)技术对解决这一难题极为有用,此技术早在 1974 年就已使用[120],但仅在 1985 年用此技术获得太瓦(TW)级峰值功率的超短光脉冲以后,才引起人们的广泛关注[121~125]。

啁啾脉冲放大的基本思想是,在脉冲被放大之前使之引入啁啾并展宽。光纤中的非线性和色散效应常被用于此目的,脉冲通过光纤时不仅产生啁啾,而且像 6.2 节讨论的那样被展宽。脉冲展宽(展宽因子为 100 或者更大)使峰值功率显著降低,使得在因增益饱和而限制能量提取效率之前,可以更大程度地放大脉冲,放大的脉冲再用光栅对、光纤光栅或者作为色散延迟线的一段光纤压缩回去。此方法除在光纤和光栅对之间插入了一台放大器外,本质上与图 6.1 所示的结构相似。

到 1990 年,啁啾脉冲放大的应用导致了所谓桌面太瓦激光系统的出现,它通过放大固体激光器发射的锁模脉冲,得到具有太瓦峰值功率的皮秒甚至飞秒脉冲。在 1991 年的一个实验中[125],用此技术产生了波长为 1.052 μm,脉宽为 3.5 ps,能量为 28 J 且峰值功率为 8 TW 的脉冲。通过只选择频率啁啾为线性脉冲的中央部分,使压缩脉冲的质量得到提高。

尽管光纤对 CPA 不是不可或缺的,但其色散和非线性特性为展宽脉冲并对其施加啁啾提供了一种简便的方法。用任何光纤放大器都可以使脉冲能量增大,如果光纤还能用于放大脉冲的压缩,则可以发展一种全光纤的高能量超短脉冲源。但是,放大脉冲通常很强,实际应用中避免压缩器光纤中的非线性效应比较困难。解决这一难题的两种可能方案分别是采用啁啾光纤光栅和中空纤芯光子带隙光纤。前者能够在非线性效应可以忽略的短长度上提供高色散,后者是一种使用空气填充纤芯的相对弱的非线性介质。

6.5.1 啁啾光纤光栅

从 1993 年起,啁啾脉冲放大技术就用于实现全光纤的高能量光脉冲源[126~135]。早期的实验利用工作在 1.55 μm 频谱区的 EDFA 实现脉冲放大,并结合啁啾光纤光栅来展宽和压缩光脉冲。正如在第 5 章中讨论过的,锁模光纤激光器能产生短于 1 ps 的脉冲,但能量一般低于 0.1 nJ。利用 EDFA 将这样的锁模脉冲放大,可以显著提高脉冲的能量,但是放大过程中的非线性效应限制了脉冲质量。这样在放大之前,将脉冲展宽约 100 倍(同时引入啁啾)是有用的,然后再用适当的压缩器将放大后的脉冲压缩回去。1994 年,采用体光栅啁啾脉冲放大技术得到了重复频率为 200 kHz 且脉冲能量达 100 nJ 的 800 fs 脉冲[128]。后来用啁啾光纤光栅代替体光栅,实现了小型的全光纤器件。图 6.16 给出了啁啾脉冲放大技术的实验装置示意图。在一个实验中,利用啁啾光纤光栅将 330 fs 的脉冲展宽到 30 ps,而第二个光栅又将放大后的脉冲再次压缩到 408 fs[130]。在另一个实验中[131],利用包层泵浦的光纤放大器,将脉冲能量放大到了 20 nJ。在以上两个实验中,由于压缩器光栅内的非线性效应,压缩后的放大脉冲质量在能量上的劣化超过了 5 nJ。

若脉宽在皮秒范围,则可以得到能量更高的脉冲。在 1996 年的一个实验中[133],利用啁啾脉冲放大技术得到了能量达 300 nJ 的 1.9 ps 脉冲。利用半导体激光器得到的线性啁啾脉冲相

当宽(大于 1 ns),能量较低(小于 10 pJ)。用两台光纤放大器可以将能量放大到 3 μJ,再用 12 cm 长的啁啾光纤光栅将脉冲压缩到 2 ps 以内。由于脉冲在光栅输出端被完全压缩,因此光栅内的非线性效应相当小。实际上,由于在 5 cm 长的尾纤中(附在光栅上)产生了非线性效应,因而限制了本实验中的脉冲能量。

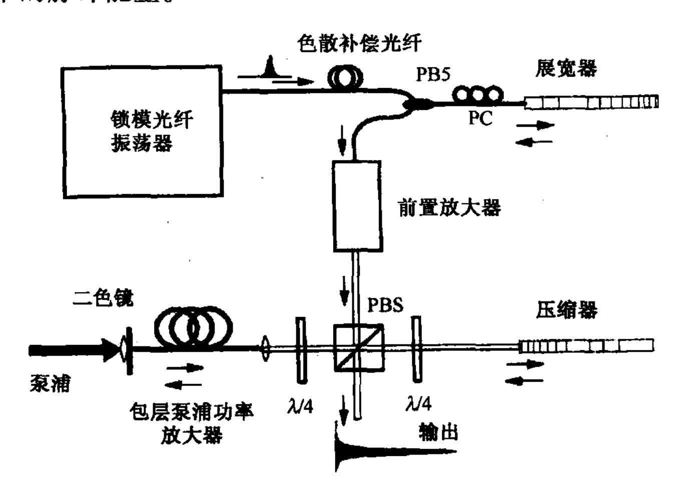


图 6.16 利用两个啁啾光纤光栅实现的啁啾脉冲放大[131]

在 1999 年的一个实验中[136],通过在大模场面积光纤的纤芯内写入啁啾光栅,将脉冲能量增加到 1 μJ 以上(峰值功率达 500 kW)。1.53 μm 波长的光纤激光器发出的光脉冲(脉宽为 1.5 ps)首先通过啁啾光纤光栅展宽到 600 ps,然后用三台光纤放大器将展宽后的脉冲的能量放大到 15 μJ,最后利用在大模场面积(450 μm^2)光纤的纤芯内写入的第二个啁啾光栅,将脉冲压缩到 4 ps 以下。由于非线性参量 γ 反比于有效模场面积,因此在同样的脉冲能量下,第二个光栅内的非线性效应可以显著降低。确实,对于本实验,发现非线性效应在能量达 0.9 μJ 时仍可以忽略。

若用具有相对粗纤芯的包层泵浦光纤放大器来克服单模光纤对峰值功率的限制,可以实现高得多的脉冲能量[137~139]。唯一的问题是这种双包层光纤的多模特性。从理论上讲,如果入射光仅激发基模,那么只有这个模传输并被放大。实际上,将光入射到多模光纤中而只激发基模比较困难,而且很难阻止通过模式耦合引起的高阶模激发。但是,许多方法,如光纤纤芯的选择性掺杂、掺杂光纤的紧弯曲及优化光纤设计等,都能够用来主要放大基模。确实,利用芯径为 50 μm 这样的光纤放大器在 2001 年将脉冲能量增加到了 1 mJ 以上[138]。这些实验采用体光栅来压缩高能量脉冲。正如下面将要讨论的,后来的实验利用微结构光纤实现了全光纤结构[139]。

6.5.2 光子晶体光纤

CPA 技术大大得益于光子晶体光纤和其他微结光纤的出现。这类光纤的色散效应取决于包层的设计,而且能够通过调整空气孔的大小和间距来控制它;光纤中的非线性效应可以通过改变纤芯大小来增强或减弱。实际上,在通过石英包层内空气孔的周期性阵列而不是靠全内反射现象来限制光的所谓光子带隙光纤(photonic bandgap fiber)中,纤芯甚至可以由空气构成,这样的光纤非常适合压缩高能量脉冲,因为在空气中发生非线性效应所需的功率比在石英中高得多。

从 2003 年起,中空纤芯光子晶体光纤被用在几个啁啾脉冲放大实验中[140~145],这些实验使用了掺铒光纤放大器或掺镱光纤放大器。图 6.17 给出了用 EDFA 提供增益的典型的啁啾脉冲

放大结构图[140]。在这一实验中,用能提供正色散(在 1550 nm 附近,$\beta_2 \approx 165\ ps^2/km$)的 100 m 长色散补偿光纤(DCF)对 0.5 ps 输入脉冲引入啁啾并将其展宽,经放大后,用 10 m 长的光子带隙光纤将脉冲压缩回 1 ps 左右。该光纤提供大的反常色散(在 1560 nm 附近,$\beta_2 \approx -1460\ ps^2/km$),相当于一个近似线性的色散延迟线。

采用类似的方法,用掺镱光纤放大器放大波长为 1040 nm 且能量为 1 nJ 的 250 fs 脉冲,获得了峰值功率接近 0.82 MW 且能量为 82 nJ 的 100 fs 脉冲[141]。在该实验中,用 1.9 m 长的标准单模光纤将输入脉冲展宽到 1.9 ps,同时对其施加啁啾;放大器利用了专门设计的空气包层的 2.1 m 长的大模场面积光子晶体光纤,它能将平均功率增加约 200 倍。在放大器输出端脉冲宽度增加到 4 ps,频谱宽度为 28.5 nm。2 m 长的光子带隙光纤提供了足够的反常色散,可以将脉冲压缩到 100 fs。

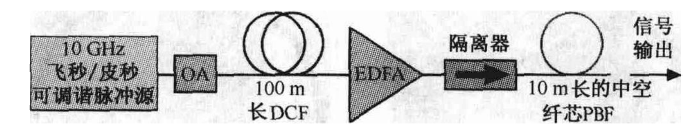
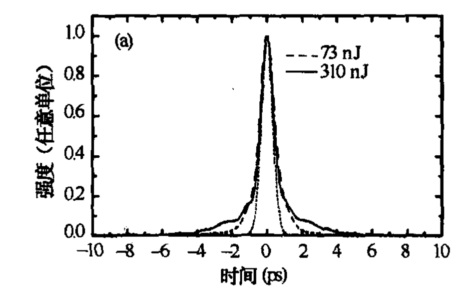


图 6.17 用中空纤芯光子带隙光纤(PBF)作为压缩器的啁啾脉冲放大的实验装置图[140]

利用光子带隙光纤作为压缩器的啁啾脉冲放大技术甚至已经实现了更高的脉冲能量。在 2004 年的一个实验中[143],用 60 m 长的标准光纤展宽并用三台 EDFA 放大能量为 60 pJ 的 400 fs 脉冲,结果在 1560 nm 波长获得了能量为 310 nJ 的 570 fs 脉冲。本实验采用了双通结构,用9.3 m 长的光子带隙光纤并结合一个法拉第旋转器来压缩被放大的脉冲。图 6.18 给出了 310 nJ 输出脉冲的波形(实线)及其频谱,图中看到的基座是因为最后一台放大器中的 SPM 效应在脉冲两翼产生的啁啾不是线性的。确实,对 73 nJ 的脉冲(虚线),基座得到明显抑制。为了便于比较,图 6.18(a)中还用点线给出了变换极限脉冲的波形。



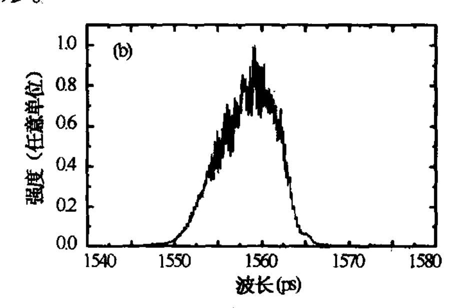


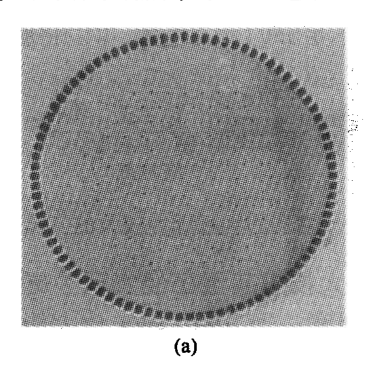
图 6.18 (a) 能量为 310 nJ 和 73 nJ 的输出脉冲的自相关迹;(b) 能量为 310 nJ 的脉冲的频谱[143]

在一种有趣的方法中,用工作在 1566 nm 的半导体激光器发射的连续光产生了峰值功率为 20 kW 的 1 ps 脉冲[144]。本实验中,以 35 ps 电脉冲驱动的 $LiNbO_3$ 调制器用来产生 40 ps 的光脉冲(重复频率为 50 MHz),然后用 3.5 km 长的色散位移光纤施加啁啾,啁啾脉冲被放大后再用 110 m 长的光子带隙光纤压缩,该光纤在整个脉冲宽度上表现出大小为 $-115\ ps^2/km$ 的近乎常数的反常色散。测量的自相关迹表明,80%的脉冲能量被包含在峰值功率约为 20 kW 的 1 ps 的压缩脉冲内。

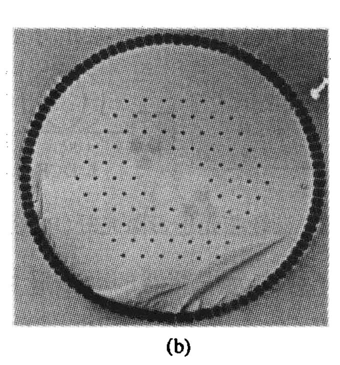
尽管大多数实验采用了掺杂光纤放大器,但啁啾脉冲放大可以使用任意一种光放大器。2005 年的一个实验使用了光纤喇曼放大器,它是通过泵浦 9 km 长的色散位移光纤来提供喇曼增益的[146]。甚至更令人感兴趣的是使用光纤参量放大器。固态参量放大器已经用于基本 CPA 技术的一个延伸方案中,称为光参量啁啾脉冲放大器(OPCPA),用此方案已产生了峰值功率高达

350 TW 的 3.9 fs 脉冲[147]。使用光纤参量放大器实现 OPCPA 也引起了关注[148]，这样的放大器能在单通或双通结构中提供宽带放大，而且在信号和泵浦波长的选择上表现出极大的灵活性[149]。

为发展能发射高能量飞秒脉冲的高功率掺镱光纤光源，当前主要采用 CPA 技术[139]。有两种方法正用在这类激光器中。在其中一种方法中，通过增大光纤放大器的纤芯尺寸来减小双包层光纤中的非线性效应。图 6.19 给出了在最近的实验中使用的两种光子晶体光纤[139]，其芯径达 60 μm。这两种光纤都由一个中央纤芯、带空气孔的内包层以及圆形的外包层(环形结构，里面主要是空气)组成。2006 年，在 CPA 结构中使用这样的光纤放大器实现了高达 100 μJ 的脉冲能量。主要限制来源于放大器内的 SPM 感应啁啾。



(a)



(b)

图 6.19 用于高功率光纤激光器的两种掺镱光子晶体光纤的横截面[139]

在另一种方法中，使光纤放大器工作在正常色散区，并利用它的非线性效应。正如在 4.6.2 节中讨论的，任意形状的脉冲都会向相似子演化，相似子是抛物线形的，其宽度和峰值功率沿光纤长度指数增长。这种方法不要求在光脉冲进入放大器之前将其展宽，因为它在放大过程中是自动展宽的。这一方法最有用的特征是，所得到的高能量脉冲沿其整个宽度是线性啁啾的，因此可以用光栅对或一段合适的空心光纤将其压缩，而且压缩脉冲中不会出现残留的基座。在一个实验中[139]，用芯径仅为 30 μm 的 9 m 长的掺镱光纤放大器，获得了能量为 140 nJ 的高质量的 80 fs 脉冲。

6.6 色散管理光纤

在几种脉冲压缩方案中，用恰当的方式使用了具有不同色散特性的多种光纤。尽管色散管理是光纤通信系统中采用的技术，但将其用于脉冲压缩也相当有效。本节重点介绍几种类型的色散管理光纤压缩器。

6.6.1 色散渐减光纤

一种重要的脉冲压缩技术是使用 GVD 参量 $|\beta_2|$ 的大小沿光纤长度方向减小的光纤[150~154]，这样的光纤称为色散渐减光纤(dispersion-decreasing fiber, DDF)。只要在拉制阶段逐渐减小芯径，就能制造出 DDF，因为 $|\beta_2|$ 的大小和纤芯尺寸有关，它的值沿光纤长度逐渐减小。这种压缩技术的基本思想在 1988 年就被提出，但直到 1992 年，实验上才得到 16 倍的压缩因子[152]。

DDF 感应的脉冲压缩的物理机制可由式(6.2.6)来理解，该式给出了孤子阶数与 GVD 参量 β_2 的关系。考虑在光纤输入端入射一个基阶孤子，这样一开始满足 $N=1$，如果 $|\beta_2|$ 的值沿光纤长度减小，则仅当脉宽以 $|\beta_2|^{1/2}$ 减小时，孤子阶数才可保持其输入值 $N=1$ 不变。这本质上与

光纤放大器中脉冲峰值功率增加导致脉宽减小以保持 $N=1$ 不变的情形相似。光纤放大器和 DDF 用于脉冲压缩时所表现出的相似性,可以通过非线性薛定谔方程(6.3.1)从数学意义上建立。对 DDF,这一方程可写成

$$i\frac{\partial U}{\partial \xi}+d(\xi)\frac{1}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2}+N^2|U|^2U=0 \tag{6.6.1}$$

式中,参量 $d(\xi)=|\beta_2(\xi)/\beta(0)|$ 表示色散沿光纤长度的变化。通过做变换[155]

$$\eta=\int_0^{\xi} d(y)\mathrm{d}y \qquad u=NU/\sqrt{d} \tag{6.6.2}$$

方程(6.6.1)变为

$$i\frac{\partial u}{\partial \eta}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2u=i\Gamma u \tag{6.6.3}$$

式中,参量 $\Gamma(\eta)=-d_\eta/(2d)$,和沿光纤长度方向色散变化的特性有关,$d_\eta$ 表示 d 对 η 求导。

方程(6.6.3)说明,沿光纤长度方向的渐减色散的影响在数学意义上等价于在非线性薛定谔方程中加上一个增益项。当 GVD 沿光纤长度方向指数减小时,有效增益系数 Γ 变成一个常量。此方程已被用于研究 DDF 中的脉冲压缩[86]。因为 GVD 的变化严重影响脉冲的频移,所以对于飞秒脉冲,必须考虑喇曼感应频移的影响[152]。

从 1991 年起,DDF 就在一些实验中用于脉冲压缩。在早期的一个实验中,用一段 10 m 长的 DDF 将 130 fs 脉冲压缩到 50 fs[151]。1992 年,用工作在 1.55 μm 波长附近的锁模光纤激光器产生的 3.5 ps 脉冲实现了更大的压缩因子[152]。此实验中,脉冲通过一段色散值在 1.6 km 长度上由 10 ps/(km·nm)减小到 0.5 ps/(km·nm)的 DDF,结果输入脉冲被压缩到 230 fs,压缩因子为 16;同时脉冲内喇曼散射感应的孤子自频移使脉冲频谱位移了 10 nm。

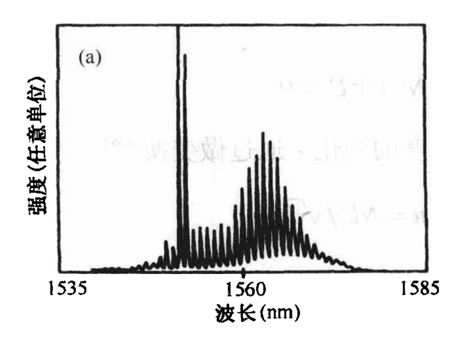
在另一个实验中,用一段色散值在 100 m 长度上由 10 ps/(km·nm)减小到 1.45 ps/(km·nm)的 DDF,将 630 fs 脉冲压缩到 115 fs[153]。

用色散值随长度不变但在 1.55~1.65 μm 波长范围内随波长减小的光纤,也实现了脉冲压缩[154]。在 65 m 长的这种光纤中,波长为 1.57 μm 的 95 fs 入射脉冲被压缩到 55 fs。在此实验中,喇曼感应频移起着决定性作用,因为脉冲内喇曼散射感应的频移使 GVD 沿光纤长度减小。当脉冲被压缩时,的确观察到压缩脉冲的频谱由 1.57 μm 位移到 1.62 μm。

DDF 的脉冲压缩机制已用于产生超短光脉冲序列[155~159],其基本思想是,将一弱正弦调制的连续光入射到一段带有增益的光纤中[155],因为渐减色散等价于一个有效增益,所以这种光纤可以用来代替光纤放大器[156]。当正弦信号传输时,每个调制周期内的单个脉冲也被压缩,GVD、SPM 及渐减 GVD 的联合作用将一个准连续信号变换成一个高质量的超短孤子序列[86],脉冲的重复频率决定于初始的正弦调制频率。

一些实验已经用 DDF 产生了高重复频率的超短光脉冲序列,这些实验中的正弦调制是通过两光信号的拍频加上的。在 1992 年的一个实验中[157],将 1.55 μm 附近波长稍有不同的两台连续运转的分布反馈半导体激光器的输出在光纤耦合器中复合,产生正弦调制的拍信号,通过控制激光器的温度可使拍频在 70~90 GHz 范围内变化。用光纤放大器将拍信号放大到约为 0.3 W 的功率水平,然后依次在 1 km 长的色散位移光纤和 1.6 km 长度上色散值由 10 ps/(km·nm)减小到 0.5 ps/(km·nm)的一段 DDF 中传输,输出为一个重复频率为 70 GHz 且每个脉冲宽度为 1.3 ps 的高质量脉冲序列。1993 年,通过同步调制激光电流使拍信号的峰值功率提高到0.8 W,用此技术产生了重复频率为 80~120 GHz 的 250 fs 孤子序列[158]。图 6.20 给出了重复频率为 114 GHz 的

这种孤子序列的频谱和自相关迹。尽管激光波长在 1.5 μm 附近,但由于喇曼感应频移,孤子序列的频谱中心却在 1.565 μm 处。



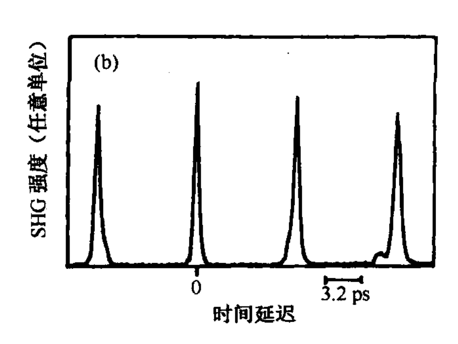


图 6.20 利用色散渐减光纤产生的 114 GHz 脉冲序列的频谱和自相关迹[158]

20 世纪 90 年代,DDF 中的脉冲压缩一直是一个令人感兴趣的课题[160~169],其中有一组实验的目的是产生高重复频率的超短脉冲序列,将常规光纤、色散位移光纤和色散渐减光纤结合使用,对正弦信号(由两个 DFB 激光器的拍信号得到)进行压缩,产生了 40 GHz 的 3.4 ps 的脉冲序列[160]。在另一个实验中[161],获得了重复频率为 160 GHz 的 0.8 ps 脉冲,它利用由增益开关半导体激光器得到的 10 GHz 的相对较宽的(大于 10 ps)脉冲。首先在正常 GVD 光纤中将啁啾脉冲压缩到 6.3 ps,然后进行放大,并通过两段(长度分别为 2 km 和 5 km)DDF 将其压缩到 0.8 ps。最后,通过时分复用将重复频率增加到 160 GHz。利用渐减 GVD 和放大相结合已经能产生 170 fs 的短脉冲[162],这种超短脉冲光源对光纤通信系统十分有用[119]。

在另一组实验中,DDF 用于超短脉冲的长距离传输,对于这种情形,其目的是在存在光纤损耗时保持基阶孤子的宽度。在常数色散光纤中,由于非线性效应的减弱,孤子能量受到损失,从而被展宽。然而,若光纤 GVD 参量呈指数减小,则孤子能维持自身宽度,在 40 km 长的 DDF 中确实观察到了这种特性[163]。由于 GVD 随频率变化,喇曼感应频移会破坏 GVD 和 SPM 之间的平衡。若光纤经过特殊设计使其 GVD 呈指数变化,则孤子宽度仍能维持不变。

若将喇曼感应频移考虑在内,则最佳 GVD 曲线并非按指数形式变化。数值模拟表明,对于亚皮秒脉冲,线性和高斯色散分布能得到质量更好的压缩脉冲和更高的压缩因子[165]。利用解析方法也能得到最佳 GVD 曲线[164]。研究表明,在长 DDF 中,远离输入端的 GVD 应为正值,以抵消喇曼感应频移的影响。另外,变分法也已用来确定最佳 GVD 曲线,最佳曲线取决于输入脉冲的宽度和峰值功率[168]。将输入脉冲(其峰值功率使孤子阶数 $N\approx1$)入射到约等于一个孤子周期长的 DDF 中,可能得到大于 50 的压缩因子[166]。这种技术利用了孤子效应压缩,但所需的峰值功率较低,并能产生质量更好的压缩脉冲。

利用 DDF 压缩超短脉冲时,TOD 成为最终的限制因素。TOD 参量 β_3 从标准值(约为 0.08 ps^3/km)降到相当低水平的色散平坦光纤,在 20 世纪 90 年代后期已能够商用,使用这种 DDF 能提高压缩性能。在一组实验中[169],利用长为 1.1 km 且 β_3 在 1530~1565 nm 波长范围内从 0.023 ps^3/km 减小到 0.003 ps^3/km 的 DDF,将由锁模光纤激光器得到的重复频率为 10 GHz 的 3 ps 脉冲压缩到 100 fs。无论是压缩因子,还是脉冲质量,都要优于用具有较大 TOD ($\beta_3=0.073$ ps^3/km)的标准 DDF 得到的结果。数值模拟表明,本实验中的最小脉冲宽度受限于四阶色散。DDF 甚至能用来提高孤子效应压缩器的性能。通常,在分析这样的压缩器时,必须将高阶色散和高阶非线性效应包括在内[170]。

基于 DDF 的压缩器的性能通常受限于背景光纤损耗，因为它显著降低了渐减色散所提供的有效增益。如果用适当的方式泵浦 DDF 以提供增益，那么这种压缩器的性能就能得到改善。正如已在 4.6 节中讨论过并将在 6.7.3 节中继续讨论的，光纤放大器能用来补偿光纤损耗。确实，在最近的几个实验中，利用常数色散光纤中的分布喇曼放大来压缩在其中传输的光脉冲[171~173]。DDF 中的分布喇曼放大不但能增大压缩因子，而且还能改善压缩脉冲的质量。在 2004 年的一个实验中[174]，用 20 km 长的 DDF 将 1550 nm 附近波长且重复频率为 10 GHz 的 13 ps 脉冲压缩到 1.3 ps，其中 DDF 提供的有效增益（通过渐减色散产生）刚好抵消了光纤损耗。工作波长分别为 1430 nm，1460 nm 和 1490 nm 的三台半导体激光器提供的总的泵浦功率为 500 mW，其通过分布喇曼放大将入射脉冲的能量放大了 6.3 倍。当将泵浦激光器关掉时，没有观察到压缩现象。采用同样的装置，通过压缩用 $LiNbO_3$ 调制器正弦调制的 DFB 激光器的输出，获得了重复频率为 40 GHz 的 2.2 ps 脉冲[175]。图 6.21 给出了用数值模拟方法得到的光纤压缩器输入和输出端的脉冲时域和频域形状，实验结果与理论非常吻合。

通过沿微结构光纤的长度方向逐渐减小它的直径，也可以改变这种光纤的色散。这样的 DDF 能够用于脉冲压缩，但在实际应用中存在局限性，因为包层内空气孔的直径也随着光纤的逐渐变细而减小，结果对模场的限制能力减弱，从而导致更高的损耗。但是，对在 28 m 长的锥形光纤中传输的 3 ps 脉冲来说，获得 10 倍的压缩因子应该是可能的[176]，但这样大的压缩因子至今尚未观察到。在最近的一次实验中[177]，用 1.06 μm 附近的色散值从 5.4 ps/(km·nm) 减小到 2.3 ps/(km·nm) 的 8.1 m 长的空心光纤，将 130 fs 的脉冲压缩到 60 fs；如果考虑到 GVD 的波长相关性和光纤损耗，则从理论上预计压缩因子也接近 2，与实验结果比较吻合。

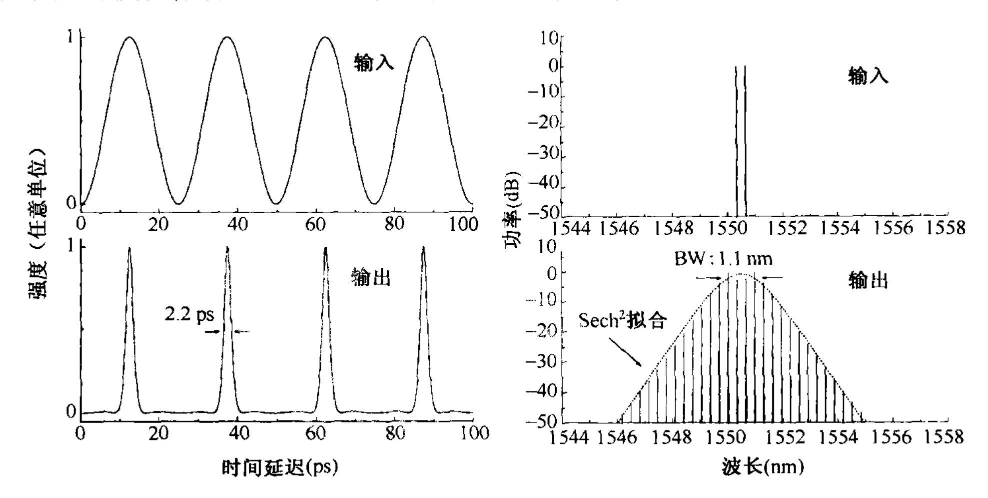


图 6.21　用 20 km 长的 DDF 的分布喇曼放大（提供 8 dB 增益）实现脉冲压缩[175]

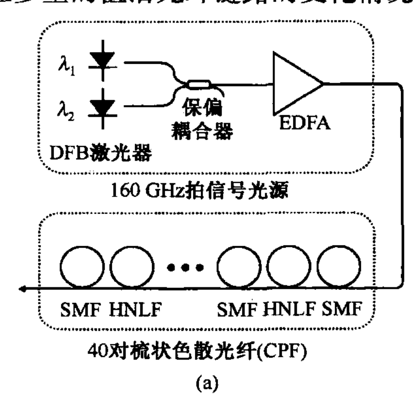
6.6.2　梳状色散光纤

有些实验采用梳状色散光纤产生超短脉冲序列[178~183]。在大多数情况下，梳状色散光纤是通过交替拼接低色散和高色散光纤（每一对这样的光纤组成梳状色散光纤的一个“段元”）产生的。在 1993 年的一个实验中[178]，将双频光纤激光器产生的高功率拍信号注入这样的一单光纤中，结果产生了重复频率为 59 GHz 的 2.2 ps 脉冲序列。这样的器件可以作为一个全光纤脉冲源，其对高速通信系统非常适合。其工作原理是，SPM 和 GVD 在低色散和高色散光纤中分别作用，在低色散段 SPM 起主要作用，并对拍信号引入频率啁啾；相反，在高色散段 GVD 起主要作用，并压缩啁啾脉冲。

最近,用高非线性光纤和标准光纤的组合来制作光纤压缩器。在这种压缩器中,色散和非线性参量(β_2 和 γ)均以梳状方式变化[180~183]。在 2005 年的一个实验中[180],通过将平均功率约为 200 mW 的拍信号入射到这样的光纤链路中,产生了重复频率为 160 GHz 的 730 fs 孤子脉冲序列。光纤链路长为 520 m,由 6 段长度不等的交替连接的标准光纤和高非线性光纤构成。在另一个实验中[181],通过由 12 段这样的光纤对组成的 1.4 km 长的光纤链路压缩 40 GHz 的拍信号,结果产生了 500 fs 的压缩脉冲序列。在每种情况下,脉冲在具有高 γ 值和低 β_2 值的光纤段产生啁啾,在具有低 γ 值和高 β_2 值的光纤段中被压缩。于是,每个相继的光纤对都能使脉冲产生压缩,总的压缩因子可以达到较大的值。

在这些实验中,构成梳状色散光纤的每个"段元"(由标准光纤和高非线性光纤交替连接组成)的长度是不等的,为获得最佳性能,需要进行优化。从直觉上看,等段长不是最佳选择,因为进入光纤链路每个"段元"的脉冲有不同的宽度、啁啾和峰值功率。既然色散长度因"段元"而异,每个"段元"的光纤长度 L_f 也应做相应调整,以使归一化长度 L_f/L_D 沿整个光纤链路保持不变,正如用孤子单位写成的方程(6.6.1)所示。

注意,在梳状色散光纤中,每个"段元"的平均色散以某种方式沿光纤链路变化,因此可以把它与 DDF 的思想联系起来。色散沿光纤链路的减小可以是线性变化的,也可以是二次方或指数变化的,哪种方式最佳尚不明确。2005 年,用迭代法对此进行了研究[182]。其基本思想是,用多项式 $d(\xi)=\sum_{m=1}^{M} d_m\xi^m$ 作为方程(6.6.1)中的色散曲线 $d(\xi)$ 的近似,其中 M 是整数;然后找出能在输出端产生目标脉冲的展开系数 d_m 的最佳值。图 6.22(a)所示为将 160 GHz 的拍信号转换成孤子脉冲序列的实验装置以及用 $M=5$ 优化的色散分布,其中 684 m 长的光纤链路包含 40 个由交替的标准光纤($\gamma<2\ \mathrm{W^{-1}/km}$, $\beta_2=-21\ \mathrm{ps^2/km}$)和高非线性光纤($\gamma=14.2\ \mathrm{W^{-1}/km}$, $\beta_2=0.32\ \mathrm{ps^2/km}$)组成的"段元",这样的光纤链路将 160 GHz 正弦信号压缩成 324 fs 的孤子脉冲序列,脉冲形状和频谱均表明这是一个近乎理想的双曲正割脉冲序列。另外,图 6.22(b)给出了色散和非线性参量的值沿光纤链路的变化情况。



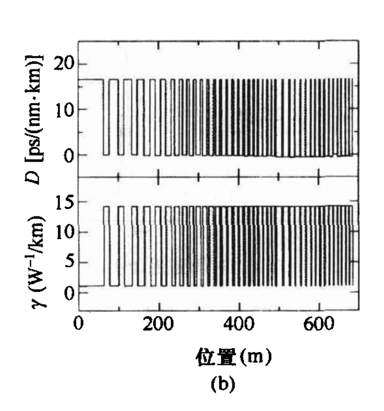


图 6.22　用梳状色散光纤压缩 160 GHz 拍信号的实验装置和色散、非线性参量值沿光纤链路的变化[182]

利用自相似的概念可以大大减少所需的光纤"段元"的个数。在 2006 年的一项研究中[183],将这种形式的脉冲传输称为重标度脉冲传输(rescaled pulse propagation);这样的脉冲也称为相似子,其基本思想包括,设计光纤链路的梳状色散曲线,使由标准光纤和高非线性光纤组成的每个"段元"以同样的因子对脉冲重新标度,同时保持脉冲的形状不变。从数学意义上讲,在距离为 ξ_n 的第 n 个"段元"后,方程(6.6.1)的解的形式为

$$U(\xi_n,\tau)=R^{-n/2}U(0,\tau/R^n) \tag{6.6.4}$$

式中，重标度参量 R 代表在每个“段元”获得的脉冲压缩因子。图 6.23(a)所示为按 $R=2.1$ 设计的一个四级压缩器，在每一级后模拟(实线所示)和测得(点线所示)的自相关迹。每一光纤“段元”的色散和非线性参量的值，以及“段元”长度如图 6.23(b)所示。这样的 1.1 km 长的光纤链路将 7.2 ps 脉冲以自相似方式压缩到 370 fs。自相似的概念还可用在 DDF 中[184]，结果表明，在色散值沿其长度减小的 DDF 中，能形成线性啁啾的自相似脉冲。如果用适当的方式首先使输入脉冲产生啁啾，则实际应用中通过这一解决方案能获得无基座的压缩脉冲。

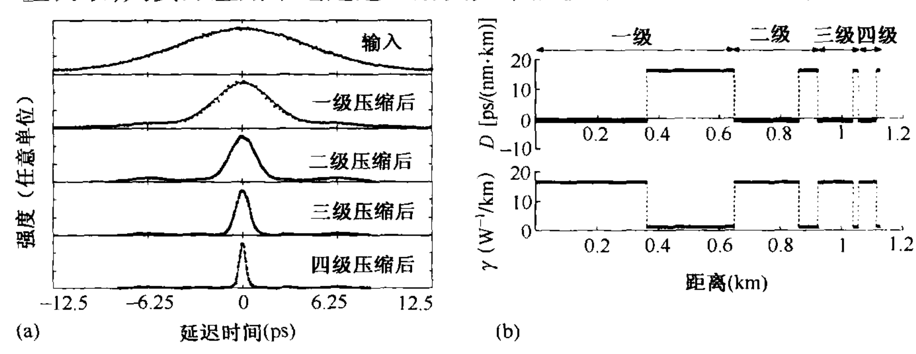


图 6.23　在一个四级压缩器的每一级后模拟和测量的自相关迹，以及色散和非线性参量沿梳状光纤链路的变化[183]

最近的研究中，使用了平均色散为负且沿光纤链路减小($|\beta_2|$渐增)的梳状色散光纤作为分布式喇曼放大器[185]。首先对输入脉冲引入啁啾，使它们以相似子的形式在放大器中传输，其脉宽就会因放大而减小。在本实验中，将 17.8 ps 脉冲在由 16 个“段元”组成的 640 m 长的光纤链路中放大，结果脉冲被压缩到 1.47 ps；再用类似的第二级将脉宽进一步压缩到接近 0.5 ps。这一行为与 4.6.2 节中的抛物线脉冲类似，当抛物线脉冲在放大过程中经历正常色散时，其脉宽以自相似方式增加。研究发现，如果双曲正割形的带啁啾的相似子满足兼容性条件，那么甚至在增益、色散和非线性参量沿传输距离变化时它们也能存在[186]。对特定的色散和增益曲线，相似子在被放大时会产生压缩。

6.7　其他压缩技术

以上讨论的脉冲压缩技术说明了怎样利用光纤中 SPM 和 GVD 之间的互作用来压缩光脉冲，基于这一基本思想已发展了另外一些脉冲压缩技术，本节将讨论这些方法是如何利用光纤中的非线性效应产生超短光脉冲的。

6.7.1　交叉相位调制

利用 SPM 感应的啁啾压缩脉冲要求输入脉冲足够强，从而使脉冲在光纤中传输时，其频谱能得到相当程度的展宽，显然这种技术不能用来压缩低能量脉冲。由于交叉相位调制(XPM)也能使光脉冲产生频率啁啾，因而能用来压缩弱光脉冲[187~200]。当然，利用 XPM 压缩脉冲需要与弱输入脉冲[在泵浦-探测实验中称为探测脉冲(probe pulse)]共同传输的强泵浦脉冲，但泵浦脉冲允许具有和输入脉冲不同的波长。正如在本书原理篇 7.5 节中讨论的[2]，XPM 感应的啁啾受脉冲走离的影响，其关键取决于初始泵浦-探测延迟。结果，XPM 感应的脉冲压缩的实际应用要求精心控制泵浦脉冲参量，如脉宽、峰值功率、波长以及与探测脉冲的同步。

根据走离长度 L_W 和色散长度 L_D 的相对大小,存在两种不同情形。若在整个光纤上满足 $L_D \gg L_W$,则 GVD 的影响可以忽略。这种情形下,光纤通过 XPM 使脉冲产生啁啾,并需要色散延迟线(如光栅对)来压缩啁啾脉冲。当泵浦脉冲比探测脉冲宽得多时,可以使探测脉冲产生近似线性啁啾[189]。压缩因子取决于泵浦脉冲的能量,并且很容易超过 10。

当 L_D 和 L_W 相当时,可以采用另一种脉冲压缩机制。在这种情形下,采用同一段光纤产生 XPM 感应的频率啁啾,同时通过 GVD 压缩脉冲。从某种意义上讲,这种方案与 XPM 情形下的孤子效应压缩器类似。然而,与 SPM 情形下脉冲压缩仅能发生在反常 GVD 区不同,XPM 提供了在可见光区(正常 GVD 区)无需光栅对即实现脉冲压缩的可行性。通过数值求解下面的耦合 NLS 方程(见本书原理篇 7.4 节)[2],可以研究这种压缩器的性能:

$$\frac{\partial U_1}{\partial \xi}+\text{sgn}(\beta_{21})\frac{i}{2}\frac{\partial^2 U_1}{\partial \tau^2}=iN^2(|U_1|^2+2|U_2|^2)U_1 \tag{6.7.1}$$

$$\frac{\partial U_2}{\partial \xi}\pm\frac{L_D}{L_W}\frac{\partial U_2}{\partial \tau}+\frac{i}{2}\frac{\beta_{22}}{\beta_{21}}\frac{\partial^2 U_2}{\partial \tau^2}=iN^2\frac{\omega_2}{\omega_1}(|U_2|^2+2|U_1|^2)U_2 \tag{6.7.2}$$

式中,$U_j=A_j/\sqrt{P_j}$是归一化振幅,ω_j 是载频,P_j 是峰值功率,β_{2j}是 GVD 参量,对于泵浦脉冲有 $j=1$,对于探测脉冲有 $j=2$。孤子阶数 N 和走离长度 L_W 为

$$N^2=\frac{\gamma_1 P_1 T_0^2}{|\beta_{21}|}\qquad L_W=\frac{v_{g1}v_{g2}T_0}{|v_{g1}-v_{g2}|} \tag{6.7.3}$$

式中,v_{g1}和 v_{g2}分别是泵浦脉冲和探测脉冲的群速度。这两个方程描述了在将 SPM,XPM 和群速度失配考虑在内后,泵浦脉冲和探测脉冲是如何演化的[189]。现在引入输入泵浦脉冲和探测脉冲之间的相对时间延迟 T_d,使移动较快的脉冲赶上并穿过移动较慢的脉冲。一般而言,在压缩质量和压缩量大小之间存在一个折中。

当 XPM 耦合源于单一光束的两正交偏振分量之间的互作用时,XPM 感应的脉冲压缩在光纤正常色散区也能产生[190]。确实,在 1990 年的一个脉冲压缩实验中[191],正是利用了这一技术。在此实验中,一台偏振相关的迈克尔逊干涉仪将 2 ps 脉冲入射到 1.4 m 长的双折射光纤(拍长为 2.1 mm)中,两偏振分量的峰值功率和相对时间延迟可调。若相对时间延迟为 1.2 ps,则当较强分量的峰值功率为 1.5 kW 时,较弱的分量被压缩,压缩因子约为 6.7。

当泵浦脉冲和信号脉冲均在光纤正常 GVD 区传输时,由于群速度失配和走离效应,压缩脉冲必然是不对称的。当两脉冲的波长位于光纤零色散波长(对标准石英光纤为 1.3 μm)的对边时,其群速度可以近似相等。一种可能的方法是用 1.06 μm 波长的泵浦脉冲压缩 1.55 μm 波长的探测脉冲。探测脉冲本身很弱,不能形成光孤子。然而,与探测脉冲一起传输的泵浦脉冲能通过 XPM 使前者产生啁啾,此啁啾可能比较大,这样探测脉冲将经过一个与高阶孤子有关的初始压缩阶段。例如,通过优化光纤长度使泵浦脉冲满足 $N=30$,则可将较弱的皮秒脉冲压缩到原来宽度的十分之一。这种脉冲压缩方法与高阶孤子效应压缩类似,尽管压缩脉冲从未形成孤子。利用色散位移光纤,即使泵浦波长和探测波长均在 1.55 μm 区域,只要光纤的零色散波长位于二者之间,利用这种技术也能压缩脉冲。在 1993 年的一个实验中[192],利用 12 ps 的泵浦脉冲将 10.6 ps 的信号脉冲压缩到 4.6 ps,泵浦脉冲和信号脉冲分别由工作在 1.56 μm 和 1.54 μm 的锁模半导体激光器得到,重复频率为 5 GHz。用光纤放大器将泵浦脉冲的平均功率放大到 17 mW。这个实验证明,XPM 感应脉冲压缩在半导体激光器所能达到的功率水平下也能实现。

这一思想的一个延伸是利用喇曼放大同时对皮秒光脉冲进行放大和压缩[193]。探测脉冲通过受激喇曼散射从泵浦脉冲获得能量并被放大;同时,探测脉冲通过 XPM 与泵浦脉冲作用,使探测脉冲产生近似线性的频率啁啾,并在光纤反常 GVD 区将其压缩。如果将喇曼项加到方程(6.7.1)和方程(6.7.2)中,则可以用这两个方程研究这种脉冲压缩现象(见本书原理篇 8.3 节)[2]。数值模拟表明[193],压缩因子可达到 15,同时脉冲能量也被成百万倍地放大。压缩脉冲的质量也相当好,没有基座。图 6.24 给出了探测脉冲通过泵浦脉冲放大后的压缩因子,泵浦脉冲足够强,以形成 N 阶孤子。在最佳光纤长度处,脉冲压缩达到最大,这一特性与孤子效应压缩器类似。若注意到在最大压缩点,GVD 将 XPM 感应的啁啾减至近似为零,则比较容易理解这一行为。在 1996 年的实验中,同时观察到了皮秒光脉冲的喇曼放大和 XPM 感应脉冲压缩现象[194]。

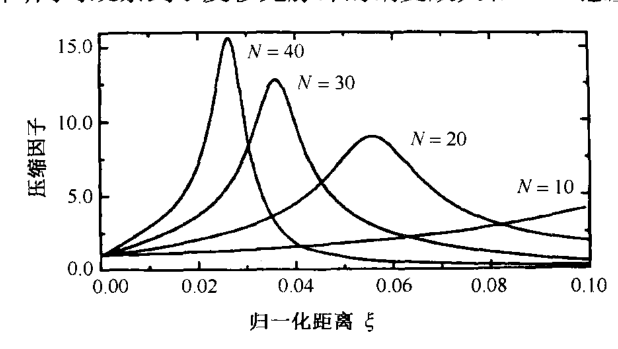


图 6.24　探测脉冲通过由 N 阶孤子泵浦的喇曼放大器时获得的压缩因子沿光纤长度的变化[193]

其他几种基于 XPM 的方法也能用于脉冲压缩。一种方案是[196],当探测脉冲与以高阶孤子形式入射的泵浦脉冲同时传输时,探测脉冲会被压缩;随后通过孤子效应继续被压缩,通过耦合 NLS 方程预测压缩因子达 25。在这种方法中,泵浦脉冲通过共同传输的探测脉冲之间的 XPM 感应耦合将能量转移给后者,条件是这两个脉冲必须在光纤反常色散区传输,并且波长间隔不能太大。信道间隔为 1 nm 左右的 WDM 光波系统通常就属于这种情况。

另一种方法是基于光纤内两个超短脉冲(脉宽小于 100 fs)的传输[197]。在这种方法中,将第一个脉冲产生的二次谐波作为第二个脉冲,结果两脉冲的载频分得很开,但其相对相位是锁定的。这两个脉冲一同入射到光纤中并通过 XPM 相互作用。对于超短脉冲,其频谱在光纤输入端就相当宽,通过 SPM 和 XPM 进一步展宽频谱后,频谱在光纤输出端发生融合,产生极宽的连续谱。用光栅对并结合空间相位调制器,可以补偿频率啁啾,实现单个超短脉冲输出,其频谱对应两个输入脉冲的融合谱,理论上预计脉宽可小于 3 fs。

在 1999 年的一个实验中,利用三波混频技术在 270 nm 附近的紫外区产生了 8 fs 的脉冲[198]。在此实验中,将工作在 800 nm 附近的钛宝石激光器发射的 35 fs 超短脉冲及其二次谐波一起耦合到充满氩气的空心石英光纤中,由于 XPM 效应,产生的和频脉冲是带啁啾的,用光栅对可以将其压缩到 8 fs。

6.7.2　增益开关半导体激光器

利用增益开关技术可直接由半导体激光器产生脉宽约为 20 ps 的脉冲。由于脉冲产生时折射率发生改变,增益开关半导体激光器发射的脉冲是带啁啾的,与光纤中 SPM 感应的正啁啾相反,增益开关脉冲的频率啁啾是负的,即从脉冲前沿到后沿频率下降。如果用一段长度适当并具有正常 GVD 的光纤,则可压缩这种啁啾参量为负值的脉冲。许多实验[201~211]已经用此技术

产生了适用于光通信的超短光脉冲。因为进入光纤的激光脉冲已经是带啁啾的,所以这里并未用到光纤的非线性特性,光纤的作用只是提供正色散。输出脉冲不仅被压缩,而且基本上变成变换极限脉冲。在 1.5 μm 波长区需要用色散位移光纤。

早在 1986 年,就利用增益开关技术获得了重复频率为 12 GHz 且脉宽为 6 ps 的光脉冲[201];到 1988 年,通过压缩脉冲的时分复用使重复频率增加到 100 GHz。由于增益开关激光脉冲的频率啁啾不完全是线性的,所以压缩脉冲通常不是变换极限脉冲。利用带通滤波器可大大改善脉冲的质量,因为它仅让啁啾近似为线性的脉冲频谱的中央部分通过[202]。到 1990 年,用此方法已产生脉宽为 3 ps 的变换极限光脉冲[203]。

如果将压缩脉冲通过 6.4 节所述的孤子效应压缩技术在一段反常 GVD 光纤中进一步压缩,可得到更短的脉冲。一个实验[204]用这种两级压缩方案压缩 17.5 ps 的增益开关脉冲,产生了1.26 ps 的光脉冲。在脉冲进入第二段光纤之前,需要用半导体激光放大器提升脉冲能量,以激发高阶孤子。1993 年,已将脉宽减小到 1 ps 以下[205]。利用可调谐分布布拉格反射(DBR)激光器已得到 230 fs 的脉冲[206]。用于脉冲压缩的正常 GVD 光纤中产生的 SPM 将限制增益开关脉冲的最终性能,因为其产生的正啁啾会抵消增益开关脉冲的负啁啾。通常用数值模拟方法优化压缩脉冲的性能[207]。

1995 年,利用脉冲压缩过程中的光纤双折射效应获得了更短的脉冲。在这种方法中,脉冲在被压缩的同时也得到整形[208]。利用这一方法成功产生了脉宽为 185 fs 的无基座的高质量脉冲序列。在后来的一个实验中[209],将由增益开关激光器得到的 16 ps 脉冲压缩到 110 fs。啁啾脉冲在正常 GVD 光纤中的线性压缩能产生 4.2 ps 的变换极限脉冲,这种脉冲以高阶孤子($N = 10 \sim 12$)形式被放大后入射到色散位移光纤中,利用孤子效应可将其压缩到 0.2 ps 以下。对于如此短的脉冲,TOD 和脉冲内喇曼散射变得比较重要。实验结果与方程(6.3.5)预期的结果一致。利用同步泵浦外腔结构的面发射激光器得到了最短(脉宽约为 21 fs)的光脉冲[85],这种激光器产生的光脉冲是重啁啾的,利用光栅对并结合孤子效应压缩器可将其压缩到 21 fs。

啁啾光纤光栅也可以用来压缩增益开关脉冲[211]。光栅的作用是提供与啁啾输入脉冲具有相反特性的啁啾。若这两种啁啾完全抵消,则变换极限的窄脉冲就会从光栅反射回去。通过入射 10.5 ps 增益开关脉冲并采用一个非线性啁啾光纤光栅,已可以产生 3.5 ps 的高质量脉冲。

6.7.3 光放大器

在一定条件下,光脉冲的放大可使脉冲产生频率啁啾,如果随后将此脉冲在一段具有适当 GVD 的光纤中传输,可使脉冲压缩。半导体光放大器就是例证,这种放大器在放大皮秒脉冲时,增益饱和将使半导体增益介质的折射率产生非线性变化[212~215]。放大器使放大脉冲产生频率啁啾,本质上还是通过 SPM 过程[213],可是与增益开关半导体激光器相反,光放大器对脉冲施加的啁啾使频率在脉冲的大部分范围内随时间是增加的(即正啁啾,与光纤中 SPM 感应的啁啾相似)。于是,如果通过一段反常 GVD($\beta_2 < 0$)光纤,则放大脉冲就会被压缩,其压缩机理与 6.4 节所述的孤子效应压缩相似,区别只是 SPM 感应的啁啾是通过放大器而不是光纤产生的。此方法的主要优点是,低能量脉冲可由一台放大器和一段光纤同时被放大和压缩,而此低能量脉冲由于其峰值功率低于 $N = 1$ 的水平,不能直接在光纤中压缩。

在 1989 年的一个实验中[213],观察到了放大器引起的脉冲压缩现象。首先用半导体激光放大器放大 1.52 μm 波长的锁模半导体激光器发射的 40 ps 脉冲,然后通过一段 $\beta_2 = 18\ \text{ps}^2/\text{km}$ 的 18 km 长的光纤传输。由于脉冲能量太低(约为 0.1 pJ),压缩因子仅约为 2,用条纹相机测得的

脉冲形状与理论预测的非常一致[214]。此方法还可用来同时补偿光纤通信系统中的光纤损耗和色散。在验证这一基本概念的实验中[215]，当使用半导体激光放大器进行在线放大时，16 Gbps 的信号可在色散很大的普通光纤中传输 70 km；而当没有放大器感应的啁啾时，由于光脉冲被展宽，信号传输距离不到 15 km。

正如在 4.6 节中所讨论的，光纤放大器可用于在反常 GVD 区传输的光脉冲的压缩[216~225]，其压缩机理与高阶孤子效应压缩器相似。特别是，当峰值功率足够大时，放大脉冲形成基阶孤子（$N=1$）；随着峰值功率的进一步增大，N 开始超过 1。由式（6.2.6）可以看出，如果脉宽因放大而减小，则孤子阶数可保持不变（$N=1$）。这样，只要放大过程是绝热的，放大的脉冲将持续得到压缩。压缩机制可以从图 4.12 中明显看出，这一结果是通过解描述光纤放大器内放大过程的金兹堡-朗道方程得到的。由于光纤放大器的带宽有限，压缩过程最终会停止。在掺铒光纤放大器出现不久，就在其中观察到了飞秒脉冲的压缩现象[219]。在 1990 年的一个实验中[220]，通过掺铒光纤放大器将 240 fs 的入射脉冲压缩了 4 倍；在后来的一个实验中[223]，用 6 m 长的光纤放大器将锁模光纤激光器产生的 124 fs 脉冲压缩到 50 fs。

放大还能改善常规光栅-光纤压缩器的性能[225]。若用于产生 SPM 感应啁啾的正常 GVD 光纤是掺杂的，并通过适当泵浦提供增益，则输出脉冲形状近似为抛物线，这一点已得到证明。正如在图 6.3 中所看到的，脉冲形状在无增益时接近矩形，这种脉冲较陡的边沿将导致光波分裂；而对抛物线脉冲，光波分裂现象不会发生。即使脉冲在正常 GVD 光纤放大器中放大，SPM 感应的啁啾也是线性的，结果放大脉冲可通过色散延迟线得到压缩，而且压缩脉冲不带基座。在 1996 年的一个实验中，用增益为 18 dB 的 4 m 长的光纤放大器并结合棱镜对，将350 fs 脉冲压缩到 77 fs。这种方法的另一个优点是，只要放大脉冲足够强，能通过 SPM 感应相移，则可以用来压缩相当弱的输入脉冲。

2000 年后，在光纤放大器的正常 GVD 区产生抛物线脉冲引起了极大关注，因为抛物线脉冲具有自相似特征。正如在 4.4.2 节中所讨论的，在自相似区，脉宽和峰值功率持续增加，同时沿整个脉冲保持线性啁啾。结果，这样的放大器能够产生可以通过任意色散元件（如光栅对、啁啾光纤光栅或光子晶体光纤等）压缩的高能量脉冲，这种方法已在 6.5 节所述的啁啾脉冲放大部分做了讨论。2006 年的一项研究在考虑受激喇曼散射的条件下，分析了这种抛物线脉冲的形成和压缩[226]。

光纤喇曼放大器也可以用来压缩光脉冲。若放大发生在反常 GVD 区，则脉冲能通过孤子效应被压缩[171~173]。相反，若放大发生在正常 GVD 区，则脉冲将被展宽，演化成抛物线形，并产生线性啁啾[227]，这样的脉冲可以用色散延迟线压缩。

还可以通过光纤参量放大器中的四波混频压缩光脉冲[228~230]。在 1997 年的一个实验中，将 50 ps泵浦脉冲与 93 ps 信号脉冲（波长间隔为 4.9 nm）同时在 5 km 长的光纤中传输，结果脉冲信号被压缩到 20 ps，同时被放大了 29 dB。在参量放大过程中同时产生了闲频脉冲，其脉宽和峰值功率接近信号脉冲的对应值。在 2002 年的一个实验中[229]，将两台激光器发射的频率间隔为 160 GHz 的连续光（产生 160 GHz 的光拍信号）入射到 1 km 长的光纤的反常 GVD 区，产生了重复频率为 160 GHz 的 1.3 ps 脉冲序列。图 6.25 给出了测量到的用来表征脉冲序列特征的 FROG 迹、自相关迹和频谱，其中图 6.25（a）和图 6.25（b）分别是测量和还原的 FROG 迹，图 6.25（c）是由 FROG 迹推测出的强度和相位曲线，图 6.25（d）是脉冲形状的高斯拟合，图 6.25（e）和图 6.25（f）分别是光纤输出端脉冲序列的自相关迹和频谱，小圆圈是由 FROG 迹推测出的值。

通过多 FWM 过程形成脉冲序列的物理机制称为感应调制不稳定性（induced modulation

instability)(见本书原理篇 5.1 节)[2]。这一不稳定性可以解释为四波混频过程,它为输入光拍信号的 160 GHz AM 边带提供了增益。由于这些边带的振幅在增长,它们能通过另外的 FWM 过程与输入泵浦光相互作用,产生图 6.25(f)所示的额外边带。这些边带的建立伴随着光脉冲的压缩过程,结果形成了图 6.25(c)所示的 1.3 ps 脉冲序列。注意,这一完整的过程与 DDF 中脉冲序列的形成紧密相关(见 6.6.1 节)。到2006 年,用多 FWM 过程产生了重复频率为 1 THz 的 170 fs 脉冲[230]。

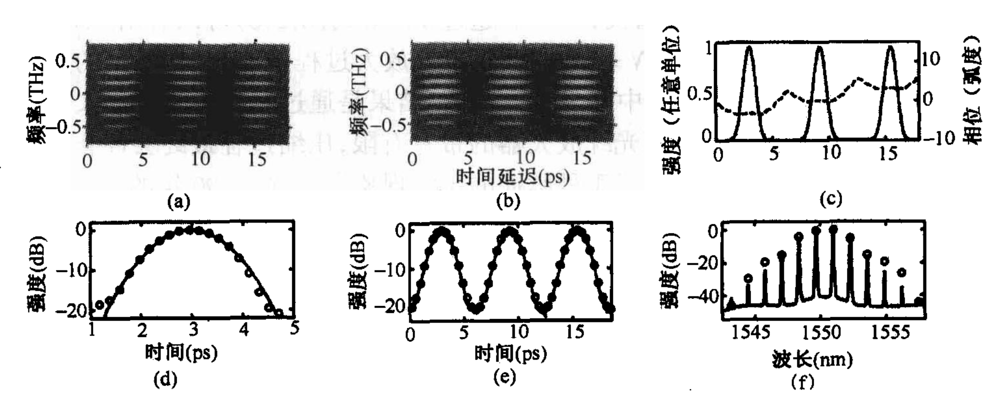


图 6.25 测量到的用来表征脉冲序列特征的 FROG 迹、自相关迹和频谱[229]

6.7.4 光纤环形镜和其他器件

用于光开关的非线性光纤环形镜和干涉仪已在第 3 章中做了讨论。这类器件的强度相关透射特性能用于脉冲整形和脉冲压缩[231~238]。例如,压缩脉冲常伴随一个较宽的基座(见 6.3 节),若这种低质量的脉冲通过非线性光纤环形镜,则脉冲中央较强的部分能够与功率较低的基座分开[231]。一般而言,任何非孤子脉冲均可以通过一个萨格纳克干涉仪压缩,这种干涉仪能透射脉冲的中央部分,同时阻挡强度较低的两个边翼。若入射脉冲能量低于开关阈值,则有时会在光纤环内置一台光纤放大器。由于这种压缩机制是通过削除脉冲的两个边翼实现的,因而压缩因子相当小(2 或更小的值)[232]。

在萨格纳克环内使用多段具有不同色散特征的光纤(色散管理),能够改善这种脉冲压缩器的性能[233]。在 1998 年的一个实验中[234],用色散不平衡光纤环形镜压缩脉冲,产生了基座可忽略的几乎不带啁啾的 270 fs 脉冲,净压缩因子为 80。光纤环由两段 15 m 长的标准光纤和色散位移光纤构成,环内净色散约为 0.84 ps^2/km。实验首先将通过 SPM 引入啁啾的 22 ps 脉冲压缩到 2.5 ps,由于这些经过初步压缩的脉冲仍是线性啁啾的,可以用具有大的正色散的光纤将其进一步压缩到 270 fs。

采用这一压缩方法的几种派生方法也是可以的。1999 年的一个实验在色散不平衡光纤环形镜中使用色散平坦光纤,结果在 1530 ~ 1565 nm 的宽波长范围内实现了脉冲压缩[236]。在后来的一个实验中,用几种不同类型的保偏光纤进一步改进了压缩性能。这样的光纤环形镜将 3 ps 脉冲压缩到了 140 fs,该值受限于环内的高阶色散效应。用光学滤波器和 EDFA 将这些脉冲消啁啾并放大,得到了 170 fs 的变换极限脉冲。图 6.26 所示为放大器输出端脉冲的自相关迹(左边的插图表示采用对数标度的结果)和频谱(见右边的插图)。峰值基座比超过 35 dB,说明压缩脉冲的质量较高。为获得高质量的压缩脉冲,人们还提出在光纤环形镜中使用 DDF 来实现孤子效应压缩[237]。

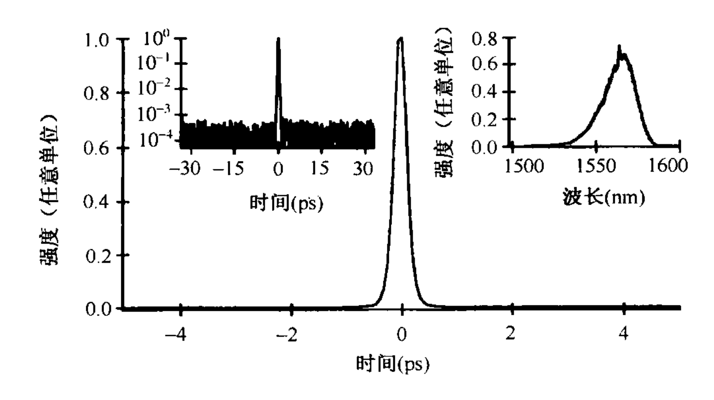


图 6.26　用光纤环形镜压缩的 170 fs 脉冲的自相关迹和频谱[236]

双芯光纤也能在两个纤芯间表现出非线性开关特性(见 2.3 节),这一点可用于脉冲整形和脉冲压缩[239~242]。将这种光纤用于萨格纳克环中具有几个优点,因为它结合了单一器件中的两种非线性机制。数值模拟表明,这种器件能用于脉冲整形、基座抑制和脉冲压缩[239]。其中一个有趣的特征是,通过扭曲萨格纳克环内的双芯光纤,可以在两芯间引入附加耦合。由于脉冲能量能够以与非线性定向耦合器类似的方式在两纤芯间转移,所以这种器件的工作原理相当复杂,需要解耦合 NLS 方程(见第 2 章)。通过合理设计,双芯光纤环能够提供 5 倍或更高的压缩因子。利用高阶孤子在对称双芯光纤中得到更高的压缩因子(达 20)也是可能的[241]。近来,在非对称双芯光纤中还发现了自相似孤立波,这种孤立波的宽度在传输过程中不断减小[242]。

以线形或圆形方式排布的多芯光纤(光纤阵列)也能够用于脉冲压缩[243]。若脉冲入射到这样的光纤阵列中,一开始能量扩散到多个纤芯中,但 SPM 和 XPM 等非线性效应破坏了这样的能量分布,使几乎所有能量都以压缩脉冲的形式出现在某个单一纤芯中。虽然已通过数值方法研究了多芯光纤中的脉冲压缩现象,但尚未在实验中观察到这种现象。

习题

6.1　说明光栅-光纤压缩器的工作原理,必要时用图说明。

6.2　推导光栅对的有效 GVD 系数的表达式。

6.3　编写一个能模拟光栅-光纤压缩器性能的程序,用分步傅里叶法解方程(6.2.5),并通过式(6.2.4)实现光栅对的功能。对 $N=10$,就方程(6.2.8)至方程(6.2.10)正确与否谈谈你的看法。

6.4　用光栅-光纤压缩器压缩能量为 1 μJ 的 100 ps 脉冲(从 1.06 μm 波长的 Nd:YAG 激光器得到),对典型的参量值,估计其最大压缩因子、最佳光纤长度和最佳光栅间距。

6.5　数值求解模拟孤子效应压缩器性能的 NLS 方程。当入射的是十阶孤子并且孤子周期为 10 km 时,求出最大压缩因子和最佳光纤长度。

6.6　在孤子效应压缩器中,基座形成的原因是什么?怎样从压缩脉冲中消除基座?

6.7　数值解广义 NLS 方程,并对十阶孤子再现图 6.11 给出的结果。

6.8　怎样用啁啾光纤光栅压缩脉冲?若光栅周期在 10 cm 长度内改变 0.1%,试估计此光栅所提供的色散值,假定 $\lambda=1.55$ μm, $\bar{n}=1.45$。

6.9　什么是啁啾脉冲放大?如何利用此技术产生高能量超短脉冲?

6.10　说明中空纤芯微结构石英光纤是如何将光限制在其充满空气的纤芯中的,为什么这种光纤对啁啾脉冲放大有用?

6.11 基阶孤子在 $d(\xi)=\exp(-\xi)$的色散渐减光纤中传输至$\xi=3$ 处,求解这种情况下的方程(6.6.1),说明为什么脉冲在这种光纤中被压缩。

6.12 光纤的色散值在 1 km 内从 20 ps/(km·nm)指数减小到 1 ps/(km·nm),若 1 ps 的脉冲以基阶孤子形式从高 GVD 端入射,估计压缩因子的大小。

6.13 当满足 $N=30$ 且在正常色散区传输的泵浦脉冲用于压缩反常色散区的弱探测脉冲时,数值求解方程(6.7.1)和方程(6.7.2)。假设两脉冲具有相同的初始宽度并以同样的速度传输,$\omega_2=0.8\omega_1$,$\beta_{22}=-\beta_{21}$,估计$\xi=0.05$处的压缩因子。

6.14 说明如何用喇曼放大技术压缩脉冲。通过数值方法求解本书原理篇第 8 章中的适当方程,再现图 6.24 给出的结果[2]。

参考文献

[1] J. R. Klauder, A. C. Price, S. Darlington, and W. J. Albersheim, *Bell Syst. Tech. J.* **39**, 745 (1960).
[2] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. (Academic Press, San Diego, CA, 2007).
[3] F. Gires and P. Tournois, *Compt. Rend. Acad. Sci.* **258**, 6112 (1964).
[4] J. A. Giordmaine, M. A. Duguay, and J. W. Hansen, *IEEE J. Quantum Electron.* **4**, 252 (1968).
[5] M. A. Duguay and J. W. Hansen, *Appl. Phys. Lett.* **14**, 14 (1969).
[6] E. B. Treacy, *IEEE J. Quantum Electron.* **5**, 454 (1969).
[7] J. K. Wigmore and D. R. Grischkowsky, *IEEE J. Quantum Electron.* **14**, 310 (1978).
[8] R. A. Fisher, P. L. Kelley, and T. K. Gustafson, *Appl. Phys. Lett.* **14**, 140 (1969).
[9] H. Nakatsuka, D. Grischkowsky, and A. C. Balant, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 910 (1981).
[10] C. V. Shank, R. L. Fork, R. Yen, R. H. Stolen, and W. J. Tomlinson, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 761 (1982).
[11] B. Nikolaus and D. Grischkowsky, *Appl. Phys. Lett.* **42**, 1 (1983).
[12] J. G. Fujimoto, A. M. Weiner, and E. P. Ippen, *Appl. Phys. Lett.* **44**, 832 (1984).
[13] W. H. Knox, R. L. Fork, M. C. Downer, R. H. Stolen, C. V. Shank, and J. A. Valdmanis, *Appl. Phys. Lett.* **46**, 1120 (1985).
[14] R. L. Fork, C. H. Brito Cruz, P. C. Becker, and C. V. Shank, *Opt. Lett.* **12**, 483 (1987).
[15] A. M. Johnson, R. H. Stolen, and W. M. Simpson, *Appl. Phys. Lett.* **44**, 729 (1984).
[16] E. M. Dianov, A. Y. Karasik, P. V. Mamyshev, G. I. Onischukov, A. M. Prokhorov, M. F. Stel'makh, and A. A. Fomichev, *Sov. J. Quantum Electron.* **14**, 726 (1984).
[17] J. D. Kafka, B. H. Kolner, T. Baer, and D. M. Bloom, *Opt. Lett.* **9**, 505 (1984).
[18] J. P. Heritage, R. N. Thurston, W. J. Tomlinson, A. M. Weiner, and R. H. Stolen, *Appl. Phys. Lett.* **47**, 87 (1985).
[19] A. S. L. Gomes, W. Sibbett, and J. R. Taylor, *Opt. Lett.* **10**, 338 (1985).
[20] K. J. Blow, N. J. Doran, and B. P. Nelson, *Opt. Lett.* **10**, 393 (1985).
[21] K. Tai and A. Tomita, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 309 (1986).
[22] B. Zysset, W. Hodel, P. Beaud, and H. P. Weber, *Opt. Lett.* **11** 156 (1986).
[23] B. Valk, K. Vilhelmsson, and M. M. Salour, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 656 (1987).
[24] E. M. Dianov, A. Y. Karasik, P. V. Mamyshev, A. M. Prokhorov, and D. G. Fursa, *Sov. J. Quantum Electron.* **17**, 415 (1987).
[25] J. M. McMullen, *Appl. Opt.* **18**, 737 (1979).
[26] I. P. Cristov and I. V. Tomov, *Opt. Commun.* **58**, 338 (1986).
[27] S. D. Brorson and H. A. Haus, *Appl. Opt.* **27**, 23 (1988); *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 247 (1988).
[28] P. Tournois, *Electron. Lett.* **29**, 1414 (1993); *Opt. Commun.* **106**, 253 (1994).
[29] J. Debois, F. Gires, and P. Tournois, *IEEE J. Quantum Electron.* **9**, 213 (1973).
[30] O. E. Martinez, J. P. Gordon, and R. L. Fork, *J. Opt. Soc. Am. A* **1**, 1003 (1984).
[31] J. D. Kafka and T. Baer, *Opt. Lett.* **12**, 401 (1987).
[32] M. Nakazawa, T. Nakashima, H. Kubota, and S. Seikai, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 215 (1988).
[33] V. E. Pozhar and V. I. Pustovoit, *Sov. J. Quantum Electron.* **17**, 509 (1987).
[34] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings* (Academic Press, San Diego, CA, 1999).
[35] D. Grischkowsky and A. C. Balant, *Appl. Phys. Lett.* **41**, 1 (1982).

[36] R. Meinel, *Opt. Commun.* **47**, 343 (1983).
[37] W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, and C. V. Shank, *J. Opt. Soc. Am. B* **1**, 139 (1984).
[38] E. M. Dianov, Z. S. Nikonova, A. M. Prokhorov, and V. N. Serkin, *Sov. Tech. Phys. Lett.* **12**, 311 (1986).
[39] E. A. Golovchenko, E. M. Dianov, P. V. Mamyshev, and A. M. Prokhorov, *Opt. Quantum Electron.* **20**, 343 (1988).
[40] E. M. Dianov, L. M. Ivanov, P. V. Mamyshev, and A. M. Prokhorov, *Sov. J. Quantum Electron.* **19**, 197 (1989).
[41] D. G. Fursa, P. V. Mamyshev, and A. M. Prokhorov, *Sov. Lightwave Commun.* **2**, 59 (1992).
[42] M. Stern, J. P. Heritage, and E. W. Chase, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 2742 (1992).
[43] R. F. Mols and G. J. Ernst, *Opt. Commun.* **94**, 509 (1992).
[44] E. M. Dianov, A. B. Grudinin, A. M. Prokhorov, and V. N. Serkin, in *Optical Solitons—Theory and Experiment*, J. R. Taylor, Ed. (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1992), Chap. 7.
[45] M. Karlsson, *Opt. Commun.* **112**, 48 (1994).
[46] D. Mestdagh, *Appl. Opt.* **26**, 5234 (1987).
[47] V. A. Vysloukh and L. K. Muradyan, *Sov. J. Quantum Electron.* **17**, 915 (1987).
[48] W. J. Tomlinson and W. H. Knox, *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 1404 (1987).
[49] H. Kubota and M. Nakazawa, *Opt. Commun.* **66**, 79 (1988).
[50] T. Nakashima, M. Nakazawa, K. Nishi, and H. Kubota, *Opt. Lett.* **12**, 404 (1987).
[51] A. M. Weiner, J. P. Heritage, and R. H. Stolen, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 364 (1988).
[52] A. S. L. Gomes, A. S. Gouveia-Neto, and J. R. Taylor, *Opt. Quantum Electron.* **20**, 95 (1988).
[53] M. Kuckartz, R. Schulz, and H. Harde, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 1353 (1988).
[54] A. P. Vertikov, P. V. Mamyshev, and A. M. Prokhorov, *Sov. Lightwave Commun.* **1**, 363 (1991).
[55] J. P. Heritage, A. M. Weiner, and R. H. Thurston, *Opt. Lett.* **10**, 609 (1985).
[56] A. M. Weiner, J. P. Heritage, and R. N. Thurston, *Opt. Lett.* **11**, 153 (1986).
[57] R. N. Thurston, J. P. Heritage, A. M. Weiner, and W. J. Tomlinson, *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 682 (1986).
[58] R. H. Stolen, J. Botineau, and A. Ashkin, *Opt. Lett.* **7**, 512 (1982).
[59] M. Haner and W. S. Warren, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 1458 (1988).
[60] L. Xu, C. Spielmann, F. Krausz, and R. Szipöcs, *Opt. Lett.* **21**, 1259 (1996).
[61] A. Baltuska, Z. Wei, M. S. Pshenichnikov, and D. A. Wiersma, *Opt. Lett.* **22**, 102 (1997).
[62] M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, R. Szipcs, K. Ferencz, Ch. Spielmann, S. Sartania, and F. Krausz, *Opt. Lett.* **22**, 1562 (1997).
[63] A. Baltuska, Z. Wei, M. S. Pshenichnikov, D. A. Wiersma, and R. Szipöcs, *Appl. Phys. B* **65**, 175 (1997).
[64] L. Xu, N. Karasawa, N. Nakagawa, R. Morita, H. Shigekawa, and M. Yamashita, *Opt. Commun.* **162**, 256 (1999).
[65] G. Steinmeyer, D. H. Sutter, L. Gallmann, N. Matuschek, and U. Keller, *Science* **286**, 1507 (1999).
[66] T. Brabec and F. Krausz, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 545 (2000).
[67] G. Cerullo, S. De Silvestri, M. Nisoli, S. Sartania, S. Stagira, and O. Svelto, *IEEE J. Sel.Topics Quantum Electron.* **6**, 948 (2000).
[68] B. Schenkel, J. Biegert, U. Keller, C. Vozzi, M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira, S. De Silvestri, and O. Svelto, *Opt. Lett.* **28**, 1987 (2003).
[69] K. Yamane, Z. Zhang, K. Oka, R. Morita, M. Yamashita, and A. Suguro, *Opt. Lett.* **28**, 2258 (2003).
[70] G. Tempea, F. Krausz, C. Spielmann, and T. Barbec, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **4**, 193 (1998).
[71] T. Sudmeyer, F. Brunner, E. Innerhofer, R. Paschotta, K. Furusawa, J. C. Baggett, T. M. Monro, D. J. Richardson, and U. Keller, *Opt. Lett.* **28**, 1951 (2003).
[72] G. McConnell and E. Riis, *Appl. Phys. B* **78**, 557 (2004).
[73] F. Druon and P. Georges, *Opt. Express* **13**, 3383 (2005).
[74] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, and W. J. Tomlinson, *Opt. Lett.* **8**, 289 (1983).
[75] E. M. Dianov, A. Y. Karasik, P. V. Mamyshev, G. I. Onischukov, A. M. Prokhorov, M. F. Stel'makh, and A. A. Fomichev, *JETP Lett.* **40**, 903 (1984).
[76] E. M. Dianov, Z. S. Nikonova, A. M. Prokhorov, and V. N. Serkin, *Sov. Tech. Phys. Lett.* **12**, 310 (1986).
[77] P. Beaud, W. Hodel, B. Zysset, and H. P. Weber, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 1938 (1987).
[78] K. Tai and A. Tomita, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 1033 (1986).
[79] A. S. Gouveia-Neto, A. S. L. Gomes, and J. R. Taylor, *Opt. Lett.* **12**, 395 (1987).
[80] A. S. Gouveia-Neto, A. S. L. Gomes, and J. R. Taylor, *J. Mod. Opt.* **35**, 7 (1988).

[81] E. M. Dianov, Z. S. Nikinova, and V. N. Serkin, *Sov. J. Quantum Electron.* **19**, 937 (1989).
[82] G. P. Agrawal, *Opt. Lett.* **15**, 224 (1990).
[83] P. V. Mamyshev, S. V. Chernikov, E. M. Dianov, and A. M. Prokhorov, *Opt. Lett.* **15**, 1365 (1990).
[84] N. N. Akhmediev and N. V. Mitzkevich, *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 849 (1991).
[85] W. H. Xiang, S. R. Friberg, K. Watanabe, S. Machida, Y. Sakai, H. Iwamura, and Y. Yamamoto, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2076 (1991).
[86] P. V. Mamyshev, in *Optical Solitons—Theory and Experiment*, J. R. Taylor, Ed. (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1992), Chap. 8.
[87] K. C. Chan and H. F. Liu, *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 2226 (1995).
[88] K. C. Chan and W. H. Cao, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 2371 (1998).
[89] Y. Matsui, M. D. Pelusi, and A. Suzuki, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 1217 (1999).
[90] D. Huhse, O. Reimann, E. H. Bottcher, and D. Bimberg, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2530 (1999).
[91] B. Kibler, C. Billet, P.-A. Lacourt, R. Ferriere, and J. M. Dudley, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 1831 (2006).
[92] J. H. V. Price, K. Furasawa, T. M. Monro, L. Lefort, and D. J. Richardson, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 1286 (2002).
[93] G. Chang, T. B. Norris, and H. G. Winful, *Opt. Lett.* **28**, 546 (2003).
[94] J. Dudley and S. Coen, *Opt. Express* **12**, 2423 (2004).
[95] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, P. S. Westbrook, K. S. Feder, and M. F. Yan, *Opt. Express* **12**, 3025 (2004).
[96] B. Schenkel, R. Paschotta, and U. Keller, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 687 (2005).
[97] M. A. Foster, A. L. Gaeta, Q. Cao, and R. Trebino, *Opt. Express* **13**, 6848 (2005).
[98] J. Takayanagi, N. Nishizawa, T. Sugiura, M. Yoshida, and T. Goto, *IEEE J. Quantum Electron.* **42**, 287 (2006).
[99] F. Ouellette, *Opt. Lett.* **12**, 847 (1987); *Appl. Opt.* **29**, 4826 (1990); *Opt. Lett.* **16**, 303 (1991).
[100] H. G. Winful, *Appl. Phys. Lett.* **46**, 527 (1985).
[101] D. S. Peter, W. Hodel, and H. P. Weber, *Opt. Commun.* **112**, 59 (1994).
[102] B. J. Eggleton, K. A. Ahmed, L. Poladian, K. A. Ahmed, and H. F. Liu, *Opt. Lett.* **19**, 877 (1994).
[103] J. A. R. William, I. Bennion, K. Sugden, and N. Doran, *Electron. Lett.* **30**, 985 (1994).
[104] R. Kashyap, S. V. Chernikov, P. F. McKee, and J. R. Taylor, *Electron. Lett.* **30**, 1078 (1994).
[105] P. A. Krug, T. Stefans, G. Yoffe, F. Ouellette, P. Hill, and G. Dhosi, *Electron. Lett.* **31**, 1091 (1995).
[106] C. M. de Sterke, *Opt. Lett.* **17**, 914 (1992); M. J. Steel and C. M. de Sterke, *Phys. Rev. A* **49**, 5048 (1994).
[107] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, and R. Kashyap, *Opt. Lett.* **20**, 1586 (1995).
[108] D. Taverner, D. J. Richardson, M. N. Zervas, L. Reekie, L. Dong, and J. L. Cruz, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **7**, 1436 (1995).
[109] K. Tamura, T. Komukai, T. Yamamoto, T. Imai, E. Yoshida, amd M. Nakazawa, *Electron. Lett.* **31**, 2194 (1995).
[110] C. M. de Sterke, N. G. R. Broderick, B. J. Eggleton, and M. J. Steel, *Opt. Fiber Technol.* **2**, 253 (1996).
[111] C. M. de Sterke, B. J. Eggleton, and P. A. Krug, *J. Lightwave Technol.* **15**, 1494 (1997).
[112] N. G. R. Broderick, D. Taverner, D. J. Richardson, M. Isben, and R. I. Laming, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4566 (1997); *Opt. Lett.* **22**, 1837 (1997).
[113] G. Lenz, B. J. Eggleton, and N. M. Litchinitser, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 715 (1998).
[114] G. Lenz and B. J. Eggleton, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 2979 (1998).
[115] B. J. Eggleton, G. Lenz, R. E. Slusher, and N. M. Litchinitser, *Appl. Opt.* **37**, 7055 (1998).
[116] B. J. Eggleton, G. Lenz, and N. M. Litchinitser, *Fiber Integ. Opt.* **19**, 383 (2000).
[117] J. T. Mok, I. C. M. Littler, E. Tsoy, and B. J. Eggleton, *Opt. Lett.* **30**, 2457 (2005).
[118] L. Fu, A. Fuerbach, I. C. M. Littler, and B. J. Eggleton, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 081116 (2006).
[119] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, 3rd ed. (Wiley, Hoboken, NJ, 2002).
[120] R. A. Fisher and W. K. Bischel, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 468 (1974); *IEEE J. Quantum Electron.* **11**, 46 (1975).
[121] B. Strickland and G. Mourou, *Opt. Commun.* **55**, 447 (1985).
[122] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, and G. Mourou, *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 398 (1988).
[123] M. Pessot, J. Squier, G. Mourou, and D. J. Harter, *Opt. Lett.* **14**, 797 (1989).
[124] M. Ferray, L. A. Lompre, O. Gobert, A. L. Huillier, G. Mainfray, C. Manus, A. Sanchez, and A. S. Gomes, *Opt. Commun.* **75**, 278 (1990).
[125] K. I. Yamakawa, C. P. J. Barty, H. Shiraga, and Y. Kato, *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 288 (1991).
[126] W. Hodel, D. S. Peter, H. P. Weber, *Opt. Commun.* **97**, 233 (1993).
[127] M. L. Stock and G. Mourou, *Opt. Commun.* **106**, 249 (1994).

[128] M. E. Fermann, A. Galvanauskas, and D. Harter, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1315 (1994).
[129] L. M. Yang, T. Sosnowski, M. L. Stock, T. B. Norris, J. Squier, G. Mourou, M. L. Dennis, and I. N. Duling III, *Opt. Lett.* **20**, 1044 (1995).
[130] A. Galvanauskas, M. E. Fermann, D. Harter, K. Sugden, and I. Bennion, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 1053 (1995).
[131] J. D. Minelly, A. Galvanauskas, M. E. Fermann, D. Harter, J. E. Caplan, Z. J. Chen, and D. N. Payne, *Opt. Lett.* **20**, 1797 (1995).
[132] S. Kane and J. Squier, *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 2052 (1995).
[133] A. Galvanauskas, P. A. Krug, and D. Harter, *Opt. Lett.* **21**, 1049 (1996).
[134] D. S. Peter, W. Hodel, and H. P. Weber, *Opt. Commun.* **130**, 75 (1996).
[135] A. Galvanauskas, D. Harter, M. A. Arbore, M. H. Chou, and M. M. Fejer, *Opt. Lett.* **23**, 1695 (1998).
[136] N. G. R. Broderick, D. J. Richardson, D. Taverner, J. E. Caplen, L. Dong, and M. Ibsen, *Opt. Lett.* **24**, 566 (1999).
[137] M. Hofer, M. E. Fermann, A. Galvanauskas, D. Harter, and R. S. Windeler, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 650 (1999).
[138] A. Galvanauskas, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **7**, 504 (2001).
[139] J. Limpert, F. Roser, T. Schreiber, and A. Tünnermann, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **12**, 233 (2006).
[140] C. J. S. de Matos, J. R. Taylor, T. P. Hansen, K. P. Hansen, and J. Broeng, *Opt. Express* **11**, 2832 (2003).
[141] J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, and A. Tünnermann, *Opt. Express* **11**, 3332 (2003).
[142] C. J. S. de Matos and J. R. Taylor, *Opt. Express* **12**, 405 (2004).
[143] G. Imeshev, I. Hartl, and M. E. Fermann, *Opt. Express* **12**, 6508 (2004).
[144] C. J. S. de Matos, R. E. Kennedy, S. V. Popov, and J. R. Taylor, *Opt. Lett.* **30**, 436 (2005).
[145] A. Shirakawa, M. Tanisho, and K. Ueda, *Opt. Express* **14**, 12039 (2006).
[146] C. J. S. de Matos and J. R. Taylor, *Opt. Express* **13**, 2828 (2005).
[147] A. Dubietis, R. Butkus, and A. P. Piskarskas, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **12**, 163 (2006).
[148] M. Hanna, F. Druon, P. Georges, *Opt. Express* **14**, 2783 (2006).
[149] F. Yaman, Q. Lin, and G. P. Agrawal, in *Guided Wave Optical Components and Devices*, B. P. Pal, Ed. (Academic Press, Boston, 2005), Chap. 7.
[150] H. H. Kuehl, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 709 (1988).
[151] S. V. Chernikov and P. V. Mamyshev, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 1633 (1991).
[152] S. V. Chernikov, D. J. Richardson, E. M. Dianov, and D. N. Payne, *Electron. Lett.* **28**, 1842 (1992).
[153] S. V. Chernikov, E. M. Dianov, D. J. Richardson, and D. N. Payne, *Opt. Lett.* **18**, 476 (1993).
[154] P. V. Mamyshev, P. G. J. Wigley, J. Wilson, G. I. Stegeman, V. A. Smenov, E. M. Dianov, and S. I. Miroshniche - nko, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 73 (1993).
[155] E. M. Dianov, P. V. Mamyshev, A. M. Prokhorov, and S. V. Chernikov, *Opt. Lett.* **14**, 1008 (1989).
[156] P. V. Mamyshev, S. V. Chernikov, and E. M. Dianov, *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 2347 (1991).
[157] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, P. V. Mamyshev, and E. M. Dianov, *Electron. Lett.* **28**, 931 (1992).
[158] S. V. Chernikov, D. J. Richardson, and R. I. Laming, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 293 (1993).
[159] P. Schell, D. Bimberg, V. A. Bogatyrjov, E. M. Dianov, A. S. Kurkov, V. A. Semenov, and A. A. Sysoliatin, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 1191 (1994).
[160] A. V. Shipulin, E. M. Dianov, R. J. Richardson, and D. N. Payne, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 1380 (1994).
[161] K. Suzuki, K. Iwatsuki, S. Nishi, M. Samwatari, and T. Kitoh, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 352 (1994).
[162] M. Nakazawa, E. Yoshida, K. Kubota, and Y. Kimura, *Electron. Lett.* **30**, 2038 (1994).
[163] A. J. Stentz, R. W. Boyd, and A. F. Evans, *Opt. Lett.* **20**, 1770 (1995).
[164] R. J. Essiambre and G. P. Agrawal, *Opt. Lett.* **21**, 116 (1996).
[165] A. Mostofi, H. Hatami-Hanza, and P. L. Chu, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 620 (1997).
[166] M. D. Pelusi and H. F. Liu, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 1430 (1997).
[167] J. Wu, C. Lou, Y. Gao, W. Xu, Q. Guo, C. Liao, and S. Liu, *High Technol. Lett.* **8**, 8 (1998).
[168] K. I. M. McKinnon, N. F. Smyth, and A. L. Worthy, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 441 (1999).
[169] K. R. Tamura and M. Nakazawa, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 319 (1999).
[170] Z. Shumin, L. Fuyuna, X. Wenchengc, Y. Shipingb, W. Jiana, and D. Xiaoyi, *Opt. Commun.* **237**, 1 (2004).
[171] P. C. Reeves-Hall, S. A. E. Lewis, S. V. Chernikov, and J. R. Taylor, *Electron. Lett.* **36**, 622 (2000).
[172] P. C. Reeves-Hall and J. R. Taylor, *Electron. Lett.* **37**, 417 (2001).
[173] T. E. Murphy, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 1424 (2002).

[174] T. Kogure, J. H. Lee, and D. J. Richardson, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 1167 (2004).
[175] J. H. Lee, Y. G. Han, S. B. Lee, T. Kogure, and D. Richardson, *Opt. Express* **12**, 2187 (2004).
[176] J. Hu, B. S. Marks, C. R. Menyuk, J. Kim, T. F. Carruthers, B. M. Wright, T. F. Taunay, and E. J. Friebele, *Opt. Express* **14**, 4026 (2006).
[177] M. L. V. Tse, P. Horak, J. H. V. Price, F. Poletti, F. He, and D. J. Richardson, *Opt. Lett.* **31**, 3504 (2006).
[178] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, and R. Kashyap, *Electron. Lett.* **29**, 1788 (1993); *Electron. Lett.* **30**, 433 (1994); *Opt. Lett.* **19**, 539 (1994).
[179] J. P. Wang, Y. Wu, C. Y. Lou, and Y. Z. Gao, *Opt. Eng.* **42**, 2380 (2003).
[180] K. Igarashi, J. Hiroishi, T. Yagi and S. Namiki, *Electron. Lett.* **41**, 688 (2005).
[181] K. Igarashi, H. Tobioka, H. Takahashi, T. Yagi, and S. Namiki, *Electron. Lett.* **41**, 797 (2005).
[182] Y. Ozeki, S. Takasaka, T. Inoue, K. Igarashi, J. Hiroishi, R. Sugizaki, M. Sakano, and S. Namiki, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 1698 (2005).
[183] T. Inoue, H. Tobioka, K. Igarashi, and S. Namiki, *J. Lightwave Technol.* **24**, 2510 (2006).
[184] Y. Ozeki and T. Inoue, *Opt. Lett.* **31**, 1606 (2006).
[185] D. Méchin, S. H. Im, V. I. Kruglov, and J. D. Harvey, *Opt. Lett.* **31**, 2106 (2006).
[186] V. I. Kruglov, A. C. Peacock, and J. D. Harvey, *Phys. Rev. E* **71**, 056619 (2005).
[187] E. M. Dianov, P. V. Mamyshev, A. M. Prokhorov, and S. V. Chernikov, *Sov. J. Quantum Electron.* **18**, 1211 (1988).
[188] J. T. Manassah, *Opt. Lett.* **13**, 755 (1988).
[189] G. P. Agrawal, P. L. Baldeck, and R. R. Alfano, *Opt. Lett.* **14**, 137 (1989); *Phys. Rev. A* **40**, 5063 (1989).
[190] Q. Z. Wang, P. P. Ho, and R. R. Alfano, *Opt. Lett.* **15**, 1023 (1990); *Opt. Lett.* **16**, 496 (1991).
[191] J. E. Rothenberg, *Opt. Lett.* **15**, 495 (1990).
[192] A. D. Ellis and D. M. Patrick, *Electron. Lett.* **29**, 149 (1993).
[193] C. Headley III and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 2383 (1993); *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 2058 (1995).
[194] R. F. de Souza, E. J. S. Fonseca, M. J. Hickmann, and A. S. Gouveia-Neto, *Opt. Commun.* **124**, 79 (1996).
[195] W. H. Cao and Y. W. Zhang, *Opt. Commun.* **128**, 23 (1996).
[196] C. Yeh and L. Bergman, *Phys. Rev. E* **57**, 2398 (1998).
[197] M. Yamashita, H. Sone, R. Morita, and H. Shigekawa, *IEEE J. Quantum Electron.* **34**, 2145 (1998).
[198] C. G. Durfee III, S. Backus, H. C. Kapteyn, and M. M. Murnane, *Opt. Lett.* **24**, 697 (1999).
[199] K. C. Chan and W. H. Cao, *Opt. Commun.* **178**, 79 (2000).
[200] L. Guo and C. Zhou, *Opt. Commun.* **257**, 180 (2006).
[201] A. Takada, T. Suigi, and M. Saruwatari, *Electron. Lett.* **22**, 1347 (1986).
[202] M. Nakazawa, K. Suzuki, and Y. Kimura, *Opt. Lett.* **15**, 588 (1990); *IEEE Photon. Technol. Lett.* **2**, 216 (1990).
[203] R. T. Hawkins, *Electron. Lett.* **26**, 292 (1990).
[204] H. F. Liu, Y. Ogawa, S. Oshiba, and T. Tonaka, *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 1655 (1991).
[205] J. T. Ong, R. Takahashi, M. Tsuchiya, S. H. Wong, R. T. Sahara, Y. Ogawa, and T. Kamiya, *IEEE J. Quantum Electron.* **29**, 1701 (1993).
[206] A. Galvanauskas, P. Blixt, and J. A. Tellefsen, Jr., *Appl. Phys. Lett.* **63**, 1742 (1993).
[207] L. Chusseau, *IEEE J. Quantum Electron.* **30**, 2711 (1994).
[208] K. A. Ahmed, K. C. Chan, and H. F. Liu, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **1**, 592 (1995).
[209] L. Chusseau and E. Delevaque, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **2**, 500 (1996).
[210] R. Yatsu, K. Taira, and M. Tsuchiya, *Opt. Lett.* **24**, 1172 (1999).
[211] P. M. Anandarajah, C. Guignard, A. Clarke, D. Reid, M. Rensing, L. P. Barry, G. Edvell, and J. D. Harvey, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **12**, 255 (2006).
[212] G. P. Agrawal and N. A. Olsson, *Opt. Lett.* **14**, 500 (1989).
[213] N. A. Olsson and G. P. Agrawal, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 13 (1989).
[214] G. P. Agrawal and N. A. Olsson, *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 2297 (1989).
[215] N. A. Olsson, G. P. Agrawal, and K. W. Wecht, *Electron. Lett.* **25**, 603 (1989).
[216] K. J. Blow, N. J. Doran, and D. Wood, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 381 (1988); *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 1301 (1988).
[217] P. A. Bélanger, L. Gagnon, and C. Paré, *Opt. Lett.* **14** 943 (1989); L. Gagnon and P. A. Bélanger, *Phys. Rev. A* **43**, 6187 (1991).
[218] G. P. Agrawal, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **2**, 216 (1990); *Opt. Lett.* **16**, 226 (1991); *Phys. Rev. A* **44**, 7493 (1991).

[219] I. Y. Khrushchev, A. B. Grudinin, E. M. Dianov, D. V. Korobkin, V. A. Semenov, and A. M. Prokhorov, *Electron. Lett.* **26**, 456 (1990).
[220] M. Nakazawa, K. Kurokawa, H. Kobota, K. Suzuki, and Y. Kimura, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 653 (1990).
[221] V. S. Grigoryan and T. S. Muradyan, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 1757 (1991).
[222] V. V. Afanasjev, V. N. Serkin, and V. A. Vysloukh, *Sov. Lightwave Commun.* **2**, 35 (1992).
[223] E. Yoshida, Y. Kimura, and M. Nakazawa, *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, 3461 (1993).
[224] M. L. Quiroga-Teixeiro, D. Anderson, P. A. Andrekson, A. Berntson, and M. Lisak, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 687 (1996).
[225] K. Tamura and M. Nakazawa, *Opt. Lett.* **21**, 68 (1996).
[226] D. B. S. Soh, J. Nilsson, and A. B. Grudinin, *J. Opt. Soc. Am. B* **23**, 1 (2006).
[227] C. Finot, G. Millot, S. Pitois, C. Billet, and J. M. Dudley, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **10**, 1211 (2004).
[228] Y. Yamamoto and M. Nakazawa, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9**, 1595 (1997).
[229] S. Pitois, J. Fatome, and G. Millot, *Opt. Lett.* **27**, 1729 (2002).
[230] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot, *IEEE J. Quantum Electron.* **42**, 1038 (2006).
[231] K. Smith, N. J. Doran, and P. G. J. Wigley, *Opt. Lett.* **15**, 1294 (1990).
[232] R. A. Betts, S. J. Frisken, C. A. Telford, and P. S. Atherton, *Electron. Lett.* **27**, 858 (1991).
[233] A. L. Steele, *Electron. Lett.* **29**, 1971 (1993).
[234] I. Y. Khrushchev, I. H. White, and R. V. Penty, *Electron. Lett.* **34**, 1009 (1998).
[235] M. D. Pelusi, Y. Matsui, and A. Suzuki, *IEEE J. Quantum Electron.* **35**, 867 (1999).
[236] K. R. Tamura and M. Nakazawa, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 230 (1999); *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 526 (2001).
[237] P. K. A. Wai and W. Cao, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 1346 (2003).
[238] J. H. Lee, T. Kogure, and D. J. Richardson, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **10**, 181 (2004).
[239] R. J. Essiambre and A. Vallé, *Can. J. Phys.* **71** , 11 (1993).
[240] J. H. Xy, Z. J. Fang, W. Z. Zhang, and F. X. Gan, *Fiber Integ. Opt.* **13**, 365 (1994).
[241] H. Hatami-Hanza, P. L. Chu, M. A. Malomed, and G. D. Peng, *Opt. Commun.* **134**, 59 (1997).
[242] T. S. Raju, P. K. Panigrahi, and K. Porsezian, *Phys. Rev. E* **71**, 026608 (2005); *Phys. Rev. E* **72**, 046612 (2005).
[243] A. B. Aceves, G. G. Luther, C. De Angelis, A. M. Rubenchik, and S. K. Turitsyn, *Opt. Fiber Technol.* **1**, 244 (1995); *Phys. Rev. Lett.* **75**, 73 (1995).

第7章 光纤通信

光纤中的非线性效应在实验中发现后不久,人们就认识到它们将限制光纤通信系统的性能[1]。不过对于20世纪80年代的系统设计来说,通常不考虑非线性效应,因为比特率和链路长度主要受限于光纤损耗和群速度色散(GVD)。20世纪90年代以来,随着光放大器、色散管理和波分复用(WDM)的出现,情况发生了明显的改变。这些技术的进步使光纤链路长度超过1000 km,单信道比特率超过10 Gbps。结果,光纤中的非线性效应成为光波系统优化时最重要的考虑因素[2~5]。本章集中讨论非线性效应是如何影响WDM光波系统的设计的。

7.1节　介绍损耗管理和色散管理技术。

7.2节　介绍5种重要的非线性效应:受激布里渊散射(SBS)、受激喇曼散射(SRS)、自相位调制(SPM)、交叉相位调制(XPM)和四波混频(FWM)。

7.3节　介绍可用于WDM系统设计的光孤子。

7.4节　介绍准线性光波系统中的信道内非线性效应,它们对高速信号比较重要。

7.1 系统基础知识

所有数字光波系统都是以一连串的“1”和“0”组成的比特流方式传输信息的。比特率 B 决定每比特的宽度或比特槽,记为 $T_B = 1/B$。每个比特“1”通过在比特槽中出现一个光脉冲来表示。当使用归零码(RZ)格式时,此脉冲占据比特槽的一部分;当使用非归零码(NRZ)格式时,光脉冲占据整个比特槽。光波系统最重要的问题就是一个光比特流在光纤链路传输过程中如何受损耗、GVD和各种非线性效应的影响[6~8]。本节重点讨论光纤的损耗和色散效应,非线性效应在后面的章节中讨论。

7.1.1 损耗管理

石英光纤在1.55 μm附近的波长区有最小损耗(约为0.2 dB/km)[6]。基于此,大多数现代光波系统都工作在这个波长附近,以使光纤损耗的影响最小化。尽管如此,光信号仅在100 km链路上的损耗就达20 dB或更多。长途光波系统通常延伸到数千千米,显然必须周期性地补偿光纤损耗,以使信号功率增强至初始值。

一个20世纪80年代特有的而又普遍采用的技术就是采用中继器再生光信号。在此技术中,首先用光接收机将比特流转换成电信号,然后借助光发射机实现信号的再生[6]。由于每个中继器都要求对所有信道解复用,这项技术对于WDM来说就变得非常麻烦(成本也很高)。如第4章所述,光纤放大器能同时放大多个WDM信道,因此几乎所有的WDM光波系统都使用光放大器来补偿光纤损耗。图7.1所示为如何以周期方式把放大器串接成链,以延伸信号的传输距离,同时又保持信号的初始光波形。多数系统使用集总掺铒光纤放大器,即用短长度(约为10 m)的掺铒光纤补偿60~80 km光纤长度的累积损耗,如图7.1(a)所示。一些先进的系

统还使用了分布放大方案。在这种方案中,用传输光纤本身的喇曼增益补偿整个光纤长度上的损耗,这需要通过光纤耦合器周期性地注入泵浦光,如图 7.1(b)所示。

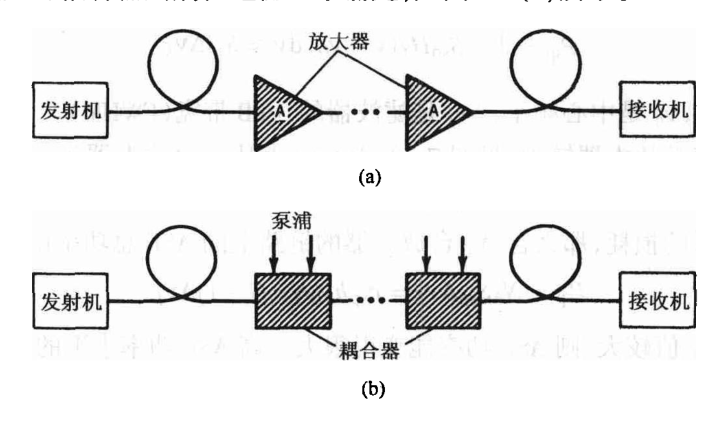


图 7.1　利用集总放大器和分布放大器补偿光纤损耗的光纤链路

基于光放大的损耗管理技术降低了光比特流的信噪比(signal-to-noise ratio, SNR),因为所有放大器都通过自发辐射在信号中加入了噪声。从数学意义上讲,通过在 4.3 节中的金兹堡-朗道方程中加入朗之万(Langevin)噪声项,可以将这个噪声包括在内。如果方程(4.3.15)中的双光子吸收项可以忽略,则放大过程可由下式描述:

$$\frac{\partial A}{\partial z}+\frac{i}{2}(\beta_2+ig_0T_2^2)\frac{\partial^2 A}{\partial T^2}=i\gamma|A|^2A+\frac{1}{2}(g_0-\alpha)A+f_n(z,T) \tag{7.1.1}$$

式中,g_0 是增益系数,T_2 项表示远离增益峰值的光脉冲频谱分量的增益减小。自发辐射噪声平均起来为 0,于是$\langle f_n(z,T)\rangle=0$。如果噪声模型按高斯统计的马尔可夫随机过程考虑,那么它的二阶矩可写成

$$\langle f_n(z,T)f_n(z',T')\rangle=n_{\rm sp}h\nu_0g_0\delta(z-z')\delta(T-T') \tag{7.1.2}$$

式中,$n_{\rm sp}$是 4.1 节引入的自发辐射因子,$h\nu_0$ 是平均光子能量,两个 δ 函数保证所有的自发辐射事件相互独立。当两个偏振分量都被考虑在内时,噪声方差要增大至两倍[9]。

在分布喇曼放大的情形下,方程(7.1.1)应沿整个光纤链路求解。不过,当周期性地使用集总放大器时,典型的放大器长度比色散长度和非线性长度短得多,可以把方程(7.1.1)中的 α,β_2 和 γ 都设为 0。如果增益色散也可以忽略,即 $T_2=0$,则这个方程可在整个放大器长度 l_a 上积分,结果为

$$A_{\rm out}(T)=\sqrt{G}A_{\rm in}(T)+a_n(T) \tag{7.1.3}$$

式中,$G=\exp(g_0l_a)$是集总放大器的放大倍数。放大器附加的放大自发辐射(ASE)噪声为

$$a_n(T)=\int_0^{l_a}f_n(z,T)\exp\left[\frac{1}{2}g_0(l_a-z)\right]{\rm d}z \tag{7.1.4}$$

如果运用式(7.1.2),则 $a_n(T)$的二阶矩满足

$$\langle a_n(T)a_n(T')\rangle=S_{\rm sp}\delta(T-T') \tag{7.1.5}$$

式中,$S_{\rm sp}=(G-1)n_{\rm sp}h\nu_0$ 是前面 4.1.3 节引入的 ASE 的频谱密度。δ 函数表明,ASE 频谱密度是频率无关的(白噪声)。在实际的放大器中,增益谱决定了 ASE 带宽。为了减小放大器引入

的噪声,经常在放大器后面紧接着放置一个光学滤波器。如果是这种情况,则噪声只在滤波器带宽范围内加入,ASE 功率变成

$$P_{sp} = \int_{-\infty}^{\infty} S_{sp} H_f(\nu - \nu_0)\,d\nu \approx S_{sp}\Delta\nu_f \tag{7.1.6}$$

式中,H_f 是传递函数,ν_0 是中心频率,$\Delta\nu_f$ 是滤波器的 3 dB 带宽(FWHM)。

在一个串联的集总放大器链中(见图 7.1),ASE 噪声从一台放大器到另一台放大器不断累积,可以增大到很高的水平[9]。假定所有的放大器间距为常数 L_A,放大器增益 $G \equiv \exp(\alpha L_A)$ 刚好足够补偿每段光纤的损耗,那么含 N_A 台放大器的链路上的 ASE 总功率由下式给出:

$$P_{sp} = N_A S_{sp}\Delta\nu_f = n_{sp} h\nu_0 N_A (G-1)\Delta\nu_f \tag{7.1.7}$$

很显然,如果 G 和 N_A 值较大,则 ASE 功率能变得很大。高 ASE 功率水平的一个副作用是,在某点 ASE 噪声开始使放大器饱和,于是信号功率就开始在噪声功率保持增加的同时下降,导致严重的信噪比劣化。ASE 功率可以通过减小放大器间距 L_A 来控制。乍一看,这种方法可能违反直觉,因为这会增加放大器个数 N_A,但是应注意,$N_A = L/L_A = \alpha L/\ln G$,$P_{sp}$ 按 $(G-1)/\ln G$ 的关系随 G 的增长而增大,因而降低每台放大器的增益可以减小 P_{sp}。而极限 $L_A \to 0$ 则对应于分布放大技术。在实际应用中,放大器间距 L_A 不能太小,在海底应用中,典型的 L_A 小于 50 km;但在链路长度小于 3000 km 的陆地系统中,L_A 可以增加到 80 km 左右。

7.1.2 色散管理

任何光波系统的性能都受色散感应的脉冲展宽的影响。系统工作在接近光纤零色散波长 λ_D 处,可以使 GVD 效应最小化。但是,实际上不可能总使工作波长 λ 和 λ_D 一致。一个例子就是工作在 1.55 μm 附近的陆地光波系统,这种系统经常采用 $\lambda_D \approx 1.31$ μm 的标准通信光纤。由于这种光纤在 1.55 μm 波长区的 GVD 参量 $\beta_2 \approx -20\ \text{ps}^2/\text{km}$,所以色散感应的脉冲展宽严重地限制了系统性能。对于直接调制的 DFB 激光器情形,传输距离 L 被限制在 $L < (4B|D|\sigma_\lambda)^{-1}$,其中 σ_λ 是均方根(RMS)频谱宽度,直接调制 DFB 激光器的典型值约为 0.15 nm[6]。令 $D = 16$ ps/(km·nm),那么工作在 2.5 Gbps 的光波系统的传输距离被限制在 $L \approx 42$ km。实际上,这种系统采用间距约为 40 km 的电再生器,无法使用光放大器。

系统性能可以通过使用外调制器而得到显著提高[8],此时传输距离 L 被限制在 $L < (16|\beta_2|B^2)^{-1}$,在 1.55 μm 处,$\beta_2 = -20\ \text{ps}^2/\text{km}$,对于 2.5 Gbps 系统,其传输距离限制在 500 km 以下,尽管这与直接调制 DFB 激光器相比改善了不少,但当使用光放大器补偿损耗时就要考虑这种色散限制。另外,如果比特率增加到 10 Gbps,受 GVD 的限制,系统传输距离将减小到 30 km。这个值已经低到无法在设计这种光波系统时采用光放大器。很明显,标准通信光纤的相对较大的 GVD,使得利用现有通信网络设计 10 Gbps 或更高比特率的 1.55 μm 系统时,性能受到严重限制。

色散管理技术的目的就是解决这个实际问题。色散管理的基本概念非常简单,可以通过本书原理篇 2.3 节中推导的脉冲传输方程来理解[5]。如果非线性效应和光纤损耗可以忽略,则该方程可以写成

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = 0 \tag{7.1.8}$$

式中，通过 β_3 项将三阶色散(TOD)效应包括在内。实际上，只要 $|\beta_2|$ 不接近于 0，这一项就可以忽略。方程(7.1.8)可以用傅里叶变换法求解，在 $\beta_3=0$ 的特殊情形下，其解为

$$A(L,T)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{A}(0,\omega)\exp\left(\frac{i}{2}\beta_2L\omega^2-i\omega T\right)\mathrm{d}\omega \tag{7.1.9}$$

式中，$\tilde{A}(0,\omega)$ 是 $A(0,T)$ 的傅里叶变换，L 是具有均匀 GVD 参量 β_2 的光纤长度。

色散感应的光信号劣化是由于脉冲的不同频谱分量在光纤传输过程中的相移($\phi_s=\beta_2L\omega^2/2$)不同造成的，所有色散管理方案都试图抵消这个相移，以恢复输入信号。最简单的方法是，光信号在多段色散特性不同的光纤里传输。为了理解其基本思想，可以考虑这样的两段光纤，它们的 GVD 参量满足

$$\beta_{21}L_1+\beta_{22}L_2=0 \tag{7.1.10}$$

式中，$L=L_1+L_2$，β_{2j} 是长度为 $L_j(j=1,2)$ 的光纤段的色散参量。如果把式(7.1.9)应用于每段光纤并利用式(7.1.10)，则很容易证明 $A(L,T)=A(0,T)$，结果脉冲在经两段光纤传输后其形状恢复成输入时的形式。第二段光纤是由色散补偿光纤构成的，这种光纤在 1.55 μm 处具有正常色散($\beta_{22}>0$)，其长度的选取必须使 $L_2=-(\beta_{21}/\beta_{22})L_1$。由于实际原因，$L_2$ 应尽量小。商用色散补偿光纤的 β_{22} 值超过 100 ps²/km，并具有相对较小的 V 参量值。

WDM 系统从色散管理中获益很多，因为 β_2 色散管理的采用，可以避免 FWM 感应的信道间串扰(将在 7.2.5 节中讨论)。然而，因为 β_2 与波长有关，不是所有信道的 GVD 都可以得到完全补偿。图 7.2 给出了在典型 WDM 系统中，中央信道和两个边界信道沿光纤链路的累积色散 $\int_0^z D(z)\mathrm{d}z$。尽管中央信道的平均 GVD 可以降为零，但是其他所有信道的平均 GVD 为有限值。实际应用中，长途 WDM 系统边界信道的累积色散可能超过 1000 ps/nm。通常采用在发射端或接收端加不同长度的 DCF 的预补偿或后补偿技术。

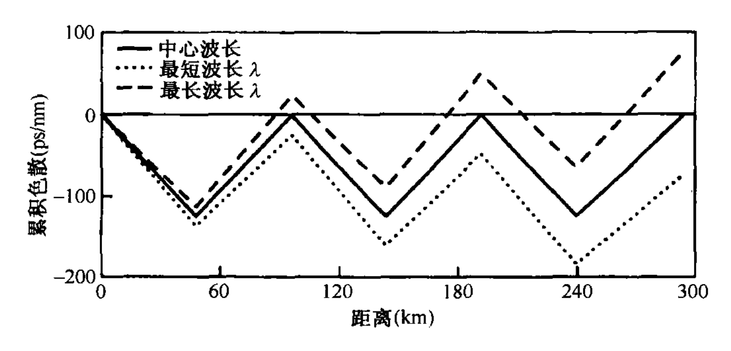


图 7.2 WDM 系统中央信道、最短和最长波长信道的色散图[3]

7.2 光纤非线性的影响

正如 5.2.2 节所述，光纤中的非线性效应不但限制了掺镱光纤激光器和放大器能够实现的最大功率，而且还影响现代长途 WDM 光波系统的性能。这一节集中讨论 5 种主要的非线性效应。

7.2.1 受激布里渊散射

1972 年，首次发现光纤中的受激布里渊散射(SBS)。从此，由于 SBS 牵涉到光波系统而被广泛研究[10~16]。如本书原理篇第 9 章所述[5]，SBS 产生一个后向传输的斯托克斯波。斯托克斯

波的频率相对入射信号发生下移,下移量取决于入射信号的波长,这个频移称为布里渊频移(Brillouin shift),在1.55 μm 附近的波长区约为 11 GHz。

一旦输入功率超过 SBS 阈值,斯托克斯波的强度按指数形式增长。对于窄带信号,阈值功率 P_{th}可以通过以下关系估计[11]:

$$g_B P_{th} L_{eff}/A_{eff} \approx 21 \tag{7.2.1}$$

式中,g_B 是布里渊增益系数,A_{eff}是有效模场面积。因为光纤损耗 α,光纤有效长度 $L_{eff}=(1-e^{-\alpha L})/\alpha$ 比实际长度短。对于 $\alpha L \gg 1$ 的长光纤,当 $\alpha = 0.2$ dB/km 时,可以利用 $L_{eff} \approx 1/\alpha \approx 21.7$ km。采用典型值 $g_B \approx 5\times10^{-11}$ m/W 和 $A_{eff}=50\ \mu\text{m}^2$,对 1.55 μm 附近波长区的连续信号,$P_{th}$ 可以低到 1 mW[12]。图 7.3 表示当入射的连续波功率从 0.5 mW 增加到 50 mW 时,13 km 长的色散位移光纤中传输的反射功率(通过 SBS 产生)的变化。在 SBS 产生之后,此实验中能通过光纤透射的输出功率不超过 3 mW。

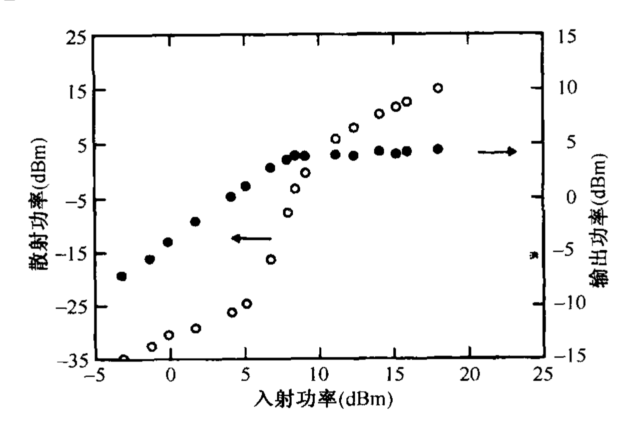


图 7.3　输出信号功率(实心圆)和反射的 SBS 功率(空心圈)随入射功率的变化关系[14]

对于频谱宽度 $\Delta\nu_p$ 大于布里渊增益线宽 $\Delta\nu_B$(约为 20 MHz)的连续光束,SBS 的阈值增加。当短脉冲在光纤中传输时,其 SBS 阈值也增加,因为短脉冲的频谱相对较宽。在光波系统中,光信号是一种时间相关信号,是由"1"和"0"比特组成的随机序列,可以预计这种信号的布里渊阈值比连续光的更高。人们对布里渊阈值的估计和实际光波系统的 SBS 限制的定量分析已经做了大量的工作[17~25]。阈值功率的增加量取决于数据传输的调制格式。在相干传输方案中,SBS 阈值还与信息编码时光载波是采用振幅调制、相位调制还是频率调制有关。大多数光波系统调制光载波的振幅,并采用一种所谓的开关键方案。

对于这样的光波系统来说,由于需要时间相关分析,布里渊阈值的计算非常复杂[17]。如果假定比特率 B 比布里渊增益线宽 $\Delta\nu_B$ 大得多,问题可以大大简化。但即使在这种假设下,分析也会因为在实际通信系统中"1"和"0"比特的出现不遵循固定的模式这个事实而变得复杂。一种简单的方法是,假定这种情况和一个连续波泵浦等价,此连续波泵浦的频谱相当于一个由随机比特模式产生的频谱。注意,SBS 的后向特性趋于对时间相关起伏取平均,所以这种方法是有效的。这种近似分析的一个有趣结果是,不管实际比特率为多少,布里渊阈值均增大到两倍,因此注入光纤的输入功率可以达到 6 mW,而不会使系统性能因 SBS 降低。

在现代 WDM 系统中,光纤损耗通过周期性地使用光纤放大器来补偿。一个重要问题是放大器如何影响 SBS 过程。如果斯托克斯波被放大器放大,那么它将在整个链路上累积并大大增

强。幸运的是，在周期性放大光波系统中，每台放大器内都使用一个光隔离器，以阻断斯托克斯波通过。不过由于以下两个原因，还是不希望在两台放大器间有 SBS 产生。第一，一旦信号功率超过阈值水平，SBS 将减小信号功率。第二，SBS 在余下的信号中引入很大的起伏，这会导致 SNR 和误码率的劣化[15]。由于这些原因，单信道功率总是被保持在 SBS 阈值以下，实际应用中则被限制在 10 mW 以下。

有些应用要求发射功率超过 10 mW。一个例子就是为进行数百千米无在线放大器或中继器的信息传输而设计的海岸-岛屿光纤链路。增大输入功率的一种方法是提高布里渊阈值，为此已提出了几种方案[26~34]。这些方案或者依靠增加布里渊增益线宽 $\Delta\nu_B$，或者依靠增大光载波的有效频谱宽度。前者对于石英光纤来说其值约为 20 MHz，而对 DFB 激光器来说，后者的典型值小于 10 MHz。在不影响系统性能的情况下，可以通过采用调制频率远小于比特率的相位调制方法来增加光载波的带宽，典型的调制频率 $\Delta\nu_m$ 在 200 ~ 400 MHz 范围内。式(7.2.1)中的有效布里渊增益降低了$(1+\Delta\nu_m/\Delta\nu_B)$倍，那么 SBS 阈值也增加了相同的倍数。采用相位调制技术，发射功率可以增加 10 倍以上。

如果光纤自身的布里渊增益线宽 $\Delta\nu_B$ 能从 20 MHz 增加到 200 MHz，那么 SBS 阈值可以在不需要相位调制器的情况下得到增加。为此，采用的一项技术是沿光纤长度方向引入正弦应力。所施加的正弦应力周期性地改变布里渊频移 ν_B 几个百分点，由此产生的布里渊增益谱比固定 ν_B 值的情形宽得多。应力可在光纤成缆的过程中引入，在某种光缆中可以使 $\Delta\nu_B$ 从 50 MHz 增加到 400 MHz[28]。布里渊频移 ν_B 也可通过使纤芯半径在光纤长度方向上非均匀化来改变，因为纵向声频与纤芯半径有关[29]；同样的效果可以通过改变光纤长度方向上的掺杂浓度来实现。这项技术使某种光纤的 SBS 阈值提高了 7 dB[30]。沿光纤长度的温度梯度也能增加 SBS 阈值，它是通过以分布方式使 ν_B 产生位移实现的。在 2001 年的一个实验中[32]，沿 100 m 长的光纤有 140℃的温差，结果观察到 SBS 阈值的增加了 3 倍。

光纤光栅也可以用于增加 SBS 阈值。为此，将光纤布拉格光栅设计成对前向传输的泵浦波透明，而通过 SBS 产生的后向传输的斯托克斯波的频谱全部落在光栅的阻带内[33]。对较短的光纤，在中间写入一个光栅就可能足以增加 SBS 阈值，但对长光纤需要写入多个光栅。在另一种方法中，通过适当的掺杂使光模和声模之间的交叠最小，从而增加了 SBS 阈值[34]。

7.2.2 受激喇曼散射

如本书原理篇第 8 章所述[5]，SRS 与 SBS 在几个方面有所不同。第一，它产生前向传输的斯托克斯波；第二，决定斯托克斯波频率下移量的喇曼频移 ν_R 接近 13 THz；第三，喇曼增益谱非常宽，覆盖的频率范围大于 20 THz；第四，喇曼增益 g_R 的峰值比布里渊增益的峰值低 100 倍以上。SRS 于 1972 年首次在光纤中观察到[35]，从此 SRS 对系统性能的影响得到了广泛研究[36~50]。

喇曼阈值是指当喇曼过程由自发变为受激行为时，把大部分信号功率转移到斯托克斯波中时的功率水平，可以写成[11]

$$P_{\text{th}} \approx 16A_{\text{eff}}/(g_R L_{\text{eff}}) \tag{7.2.2}$$

和前面一样，对于光波系统中使用的长光纤，用 $1/\alpha$ 代替 L_{eff}。利用 $g_R \approx 1\times10^{-13}$ m/W，则 P_{th} 在 1.55 μm 波长附近约为 500 mW。因为 SBS 的缘故，输入功率被限制在 10 mW 以下，所以对于单信道光波系统，SRS 通常不予考虑。

对于同时传输信道间隔约为 100 GHz 的多个信道的 WDM 系统来说，情况大不相同。同样

的光纤链路,在多信道传输时要担当喇曼放大器的角色,只要长、短波长差落在喇曼增益带宽内,长波长信道就会被短波长信道放大。波长最短的信道因能同时泵浦所有其他信道而几乎被耗尽。这种信道间的能量转移对系统性能是有害的,因为它与比特模式有关,即它只在两个信道同时出现比特"1"时才发生,这两个信道分别作为泵浦信道和信号信道。信号相关的放大导致功率起伏,这样就会增加接收机噪声,从而降低接收机的性能。

如果信道功率减小到在整个光纤长度上喇曼放大可以忽略,那么就可以避免喇曼串扰。一个简单的模型[36]要考虑在最坏的情形下最高频率信道的消耗,此时所有信道都同时传输比特"1"。更精确的分析不仅要考虑由于功率向长波长信道转移而造成的每个信道的功率消耗,而且要包括短波长信道对它的放大。如果所有其他非线性效应和 GVD 都被忽略,则第 n 个信道的功率 P_n 的演化由下面的方程确定[8]:

$$\frac{\mathrm{d}P_n}{\mathrm{d}z}+\alpha P_n=C_R P_n\sum_{m=1}^{M}(n-m)P_m \tag{7.2.3}$$

式中,$C_R=(\mathrm{d}g_R/\mathrm{d}\nu)\Delta\nu_{\mathrm{ch}}/(2A_{\mathrm{eff}})$,并假定所有信道的 α 相同。这套 M 个耦合非线性方程可以解析求解[42]。其解表明,因为所有信道间的喇曼感应的耦合,各信道功率按指数形式分布。

最短波长信道($n=1$)的消耗因子 D_R 可用 $D_R=(P_{10}-P_1)/P_{10}$得到,其中 $P_{10}=P_1(0)\exp(-\alpha L)$ 是无 SRS 时预期的信道功率。在所有信道输入功率都相等的条件下,D_R 由下式给出:

$$D_R=1-\exp\left[-\frac{1}{2}M(M-1)C_R P_{\mathrm{ch}}L_{\mathrm{eff}}\right]\frac{M\sinh(\frac{1}{2}MC_R P_{\mathrm{ch}}L_{\mathrm{eff}})}{\sinh(\frac{1}{2}M^2 C_R P_{\mathrm{ch}}L_{\mathrm{eff}})} \tag{7.2.4}$$

因为输入信道功率必须增加$(1-D_R)^{-1}$倍以保持同样的系统性能,根据 $\delta_R=-10\log(1-D_R)$ 即可得到喇曼感应的功率代价。图 7.4 说明了功率代价是如何随信道功率和信道数的增加而增加的,假设信道间隔为 100 GHz,各信道入射功率相等。从图 7.4 中可以看出,多信道 WDM 系统的功率代价将变得非常大。如果至多可以接受 1 dB 的功率代价,则当 WDM 信道数超过 70 时,每个信道的功率被限制在 1 mW 以下。

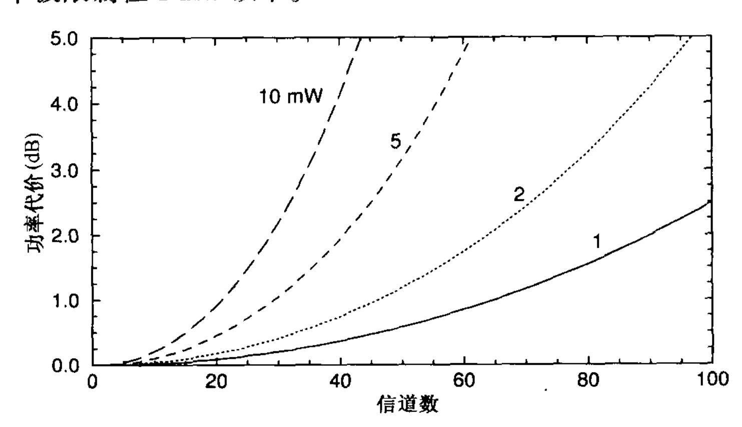


图 7.4 对几个 P_{ch}值,喇曼感应的功率代价与信道数的函数关系

式(7.2.4)忽略了每个信道的信号是由"0"和"1"比特组成的随机序列的事实,所以高估了喇曼串扰。统计分析表明,当考虑信号调制时,喇曼串扰约低一半[40]。如果包括上述分析中忽略的 GVD 效应,喇曼串扰也将减小,这是由于不同信道脉冲的传输速度因群速度失配而不同[43]。图 7.5 表示的是,对于一个 100 km 长的信道间隔为 1 nm 的 WDM 系统,在包括了 GVD 效

应和调制统计后喇曼感应的功率代价，其中曲线 a ~ c 对应的色散参量值 D 分别为 0，2 ps/(km·nm)和16 ps/(km·nm)。每个信道都工作在 10 Gbps，并且入射峰值功率都是10 mW，最短波长信道假定位于 1530 nm 处。与 $D=0$ 的情形相比，对于 $D=16$ ps/(km·nm)的标准光纤，功率代价要小一半；对于 $D=2$ ps/(km·nm)，当信道数大于 25 时，功率代价超过 1 dB。

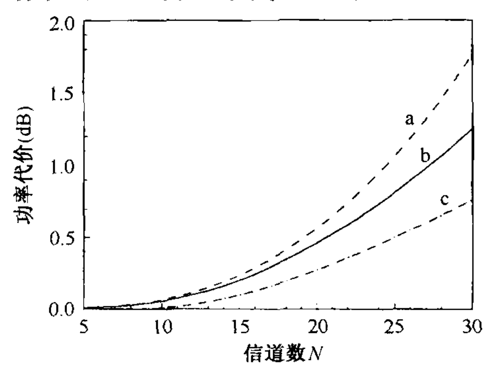


图 7.5　WDM 系统中喇曼感应的功率代价[43]

在 1999 年的一个实验中[45]，对信道间隔为 100 GHz且传输距离为 100 km 的 32 信道 WDM 系统中的喇曼串扰进行了量化。在低输入功率（$P_{ch}=0.1$ mW）下，SRS 效应相对较弱，传输 100 km 后不同信道间功率的差异只有百分之几。但是，当每信道输入功率增加到 3.6 mW 时，最长波长信道的功率比最短波长信道的功率大 70%。而且，正如式(7.2.3)所预期的，信道功率按指数形式分布。

在长途光波系统中，喇曼串扰还受损耗和色散管理方案的影响。色散管理允许局部具有高 GVD 而从总整体上降低 GVD，因为在这种系统中不同信道间的群速度失配非常大，所以喇曼串扰在色散管理系统中得以降低。相反，损耗管理使用的光放大器增大了 SRS 感应的系统性能劣化，原因是在线放大器引入的宽带噪声为 SRS 过程提供了种子光注入，结果噪声沿光纤链路被放大，从而导致 SNR 的降低。如果信道功率随放大器数量的增加而增强，那么 SNR 可以得到保持。喇曼串扰对长途 WDM 系统容量的限制取决于许多设计参量，如放大器间距、光学滤波器带宽、比特率、信道间隔和总的传输距离等[39]。

通过适当的系统设计能避免喇曼串扰吗？显然，降低信道功率是最简单的方法，但这并不总是切合实际的。另一个选择方案是让 SRS 在整个链路上存在，但通过频谱反转技术抵消喇曼串扰[39]。正如名称所暗示的，如果 WDM 信号的频谱在某个适当的距离处被反转，那么短波长信道就变为长波长信道，反之亦然。结果，喇曼感应的功率转移方向将发生倒转，使各信道功率在光纤链路终端变得大致相等。如果 GVD 效应被忽略或被补偿，则完全抵消两信道系统的喇曼串扰需要在跨度的中间位置进行频谱反转[44]。方程(7.2.3)说明，频谱反转技术应适用于任意数量信道[46]。频谱反转的位置不必在光纤跨度的中间，而是随增益-损耗的变化而改变。频谱反转可通过四波混频（FWM）在光纤内实现相位共轭来实现，同样的技术对于色散补偿也很有用[8]。

7.2.3　自相位调制

正如本书原理篇第 4 章所述[5]，折射率的强度相关性引起 SPM 感应的非线性相移，导致光脉冲的啁啾和频谱展宽。显然，SPM 会严重影响光波系统的性能。当 SPM 与光纤色散、损耗一同考虑在内时，光纤内一个光比特流的传输由以下非线性薛定谔（NLS）方程描述：

$$i\frac{\partial A}{\partial z}+\frac{i\alpha}{2}A-\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial T^2}+\gamma|A|^2A=0 \tag{7.2.5}$$

式中，参量 α，β_2 和 γ 分别描述光纤损耗、GVD 和 SPM 效应。当损耗和色散管理方案应用于长途光波系统时，所有三个参量都变成 z 的函数。

利用变换

$$A(z,T)=\sqrt{P_0}\,\mathrm{e}^{-\alpha z/2}U(z,T) \tag{7.2.6}$$

消去方程(7.2.5)中的损耗项很有用,其中 P_0 是输入脉冲的峰值功率。这样,方程(7.2.5)就变成如下形式:

$$i\frac{\partial U}{\partial z}-\frac{\beta_2(z)}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial T^2}+\gamma P_0 p(z)|U|^2U=0 \tag{7.2.7}$$

这里,通过周期函数 $p(z)$ 将沿损耗管理光纤链路的功率变化包括在内。对于集总放大器的情形,两放大器之间有 $p(z)=\mathrm{e}^{-\alpha z}$,而在每台集总放大器处有 $p(z)=1$。除非在某些简单情形下,一般不易解析求解方程(7.2.7)。在 $p=1$ 且 β_2 为负常数的特殊条件下,此方程简化为标准 NLS 方程,它具有 7.3 节中讨论的孤子形式的解。

从实际应用的角度看,SPM 效应就是对脉冲引入啁啾并展宽其频谱。在没有色散时($\beta_2=0$),可以通过解析求解方程(7.2.7)来研究频率啁啾和频谱展宽的程度。解的形式为 $U(z,T)=U(0,T)\exp(i\phi_{\mathrm{NL}})$,其中 SPM 感应相移由下式给出:

$$\phi_{\mathrm{NL}}=\gamma P_0 L_{\mathrm{eff}}|U(0,T)|^2 \tag{7.2.8}$$

最大相移 $\phi_{\max}=\gamma P_0 L_{\mathrm{eff}}$,它决定了频率啁啾量。作为一个粗略的设计准则,当 $\phi_{\max}<1$ 或 $P_0<\alpha/\gamma$ 时,SPM 效应可以忽略,这里利用了 $L_{\mathrm{eff}}\approx 1/\alpha$。对于典型的 α 和 γ 值,SPM 在峰值功率大于 25 mW 时变得重要起来。因为 SBS 把功率水平限制在 10 mW 以下,在损耗限制的光波系统中 SPM 几乎可以不予考虑。当用光放大器补偿光纤损耗时,情况发生了变化,SPM 效应会在整个光纤链路上累积。如果使用 N_A 台光放大器,则最大相移变成 $\phi_{\max}=\gamma P_0 N_A L_{\mathrm{eff}}$,结果峰值功率限制为 $P_0<\alpha/\gamma N_A$;对只有 10 台光放大器的链路,功率要低于 3 mW。显然,在长途光波系统中,SPM 会成为主要的限制因素。

重要的问题是,在有色散时,SPM 感应啁啾是如何影响光脉冲的展宽的? 利用不同的近似方法[51~57],无需得到方程(7.2.7)的完全解就可以估计展宽因子。早在 1983 年就采用了变分法[51]。分步法分别考虑 SPM 和 GVD 效应,也对脉冲展宽提供了合理的估计[52]。在这种方法的一个延伸中,SPM 感应啁啾被处理为一个输入端的有效啁啾参量[55]。微扰法也非常有用,它把方程(7.2.7)中的非线性项处理成相对小量[57]。我们着重讨论微扰法,因为它可用于采用损耗和色散管理的系统。

按照本书原理篇 3.3 节所述的方法[5],脉冲宽度的均方根(RMS)值可利用 $\sigma=[\langle T^2\rangle-\langle T\rangle^2]^{1/2}$ 计算,其中

$$\langle T^m\rangle=\frac{\int_{-\infty}^{\infty}T^m|U(z,T)|^2\,\mathrm{d}T}{\int_{-\infty}^{\infty}|U(z,T)|^2\,\mathrm{d}T} \tag{7.2.9}$$

对于一个对称脉冲,$\langle T\rangle=0$ 且 σ^2 近似由下式给出:

$$\sigma^2(z)=\sigma_L^2(z)+\gamma P_0 f_s\int_0^z\beta_2(z_1)\left[\int_0^{z_1}p(z_2)\mathrm{d}z_2\right]\mathrm{d}z_1 \tag{7.2.10}$$

式中,σ_L^2 是线性条件下($\gamma=0$)期望的 RMS 宽度。输入脉冲的形状通过参量 f_s 确定,该参量定义为

$$f_s=\frac{\int_{-\infty}^{\infty}|U(0,T)|^4\,\mathrm{d}T}{\int_{-\infty}^{\infty}|U(0,T)|^2\,\mathrm{d}T} \tag{7.2.11}$$

对于 $U(0,T)=\exp\left[-\frac{1}{2}(T/T_0)^2\right]$ 的高斯脉冲,$f_s=1/\sqrt{2}\approx 0.7$;对于方形脉冲,$f_s=1$。

作为一个例子,考虑能使脉冲能量近似保持恒定并采用分布放大的均匀 GVD 光纤。利用

$p(z)=1$ 并使方程(7.2.10)中的 β_2 为常数,得到简单的表达式

$$\sigma^2(z)=\sigma_L^2(z)+\frac{1}{2}f_s\gamma P_0\beta_2 z^2 \tag{7.2.12}$$

该式表明,SPM在正常GVD区会加剧脉冲展宽,而在反常GVD区会引起脉冲压缩。这种行为可以通过SPM感应啁啾本身为正($C>0$)来理解,当 $\beta_2<0$ 时,脉冲将经历一个压缩阶段,这是反常GVD区存在孤子的原因。式(7.2.10)表明,孤子效应对所有脉冲形状都有益,甚至能提高利用近似方形脉冲的NRZ格式系统的性能。这种改进在20世纪80年代被预言过[58],并在若干实验中得到验证。

考虑采用集总放大器周期性地补偿光纤损耗的长途光波系统。如果色散管理方案也被采用,则 σ_L 在每两台放大器之间的光纤段的终端恢复到输入值 σ_0。根据式(7.2.10),这种色散补偿方案在SPM效应很强时不能完全起作用。当 β_2 改变符号时,即使此方程中的第二项改变符号,两段光纤中的功率变化也是不同的,所以SPM的贡献没有被完全抵消。事实上,实验中可注意到,系统性能在GVD欠补偿时更好[59~61]。式(7.2.10)提供了这种行为的一个简单说明。通过优化色散补偿光纤中的GVD量,可以调整式(7.2.10)中右边的两项,使脉宽最小。

只要第二项与第一项相比很小,就能保持式(7.2.10)的精确性,因为 $\beta_2<0$ 时的SPM感应脉宽减小不会超过 σ_L。作为此式正确性的粗略估计,利用式(7.2.12)可以得出,只要满足 $z<(L_DL_{\rm NL})^{1/2}$,这种简单分析就是正确的,其中 $L_D=T_0^2/|\beta_2|$ 是色散长度,$L_{\rm NL}=(\gamma P_0)^{-1}$ 是非线性长度[5]。数值模拟表明,在功率水平一定时,脉宽在某个距离处达到最小值,然后开始增加。对于输入的超高斯脉冲 $U(0,T)=\exp\left[-\frac{1}{2}(T/T_0)^{2m}\right]$,取 $m=2,p=1$,通过解方程(7.2.7)来表示这种行为,如图7.6所示,其中假定光纤具有均匀GVD(无色散管理)。在距离保持固定时,也在脉宽与输入峰值功率的函数关系中发现了类似的行为。当峰值功率增加时,一开始脉冲因SPM效应而被压缩,并在一个特定峰值功率下达到最小值,然后开始迅速展宽。在实际条件下,如果要对NRZ格式系统利用类孤子效应,则应该适当地优化输入功率[58]。

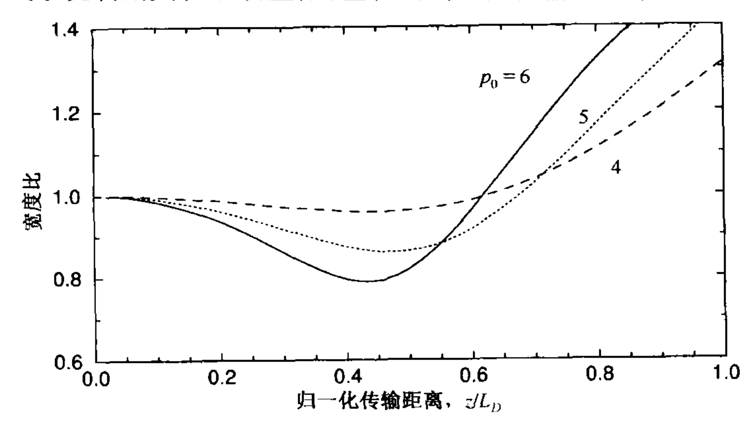


图7.6 对于超高斯脉冲($m=2$),在利用 $p_0=\gamma P_0L_D$ 作为标记的三个输入峰值功率下,宽度比 σ/σ_0 与归一化传输距离的函数关系

另一个SPM感应的限制来自调制不稳定性现象,当信号在光纤的反常GVD区传输时,就会发生这种不稳定性。乍看起来,脉冲序列形式的信号不可能发生调制不稳定性,实际上它却严重影响周期放大光波系统的性能。这可以如下理解:NRZ格式系统的光脉冲占据了整个时隙并且根据比特模式可能达若干个比特长度,结果就成了类准连续情况。早在1990年,数值模拟就表

明,对于比特率大于 1 Gbps 且放大器间距为 100 km 的 6000 km 光纤链路,如果信号在反常色散区传输且其峰值发射功率超过几毫瓦,就有可能受调制不稳定性的严重影响[62]。

当用光放大器补偿损耗时,SPM 可能导致 SNR 劣化[63~73]。这种放大器使信号增加了覆盖整个放大器带宽(如果利用光学滤波器降低噪声,则为滤波器带宽)的宽带噪声。即使在接近零色散波长时,放大器噪声也因 SPM 大大增强[67]。在反常 GVD 情况下,落在调制不稳定性增益谱内的噪声的频谱分量将通过此非线性过程增强,导致 SNR 进一步劣化[70]。此外,长途系统中的周期性功率波动形成非线性折射率光栅,这甚至会引起正常 GVD 区的调制不稳定性[66]。这两种效应均已在实验中观察到。在一个 10 Gbps 的系统中,在仅传输 455 km 后系统性能就会严重劣化[71]。总的来说,长途系统的性能在光纤链路的平均 GVD 保持为正值($\bar{\beta}_2>0$)时更好一些。

7.2.4 交叉相位调制

正如本书原理篇第 7 章所述[5],当波长不同的两个脉冲在光纤中同时传输时,它们的相位不仅受 SPM 的影响,而且也受 XPM 的影响。XPM 效应对 WDM 光波系统非常重要,因为每个光信道的相位都依赖于所有其他信道的比特模式[3]。光纤色散把相位变化转化为振幅起伏,在很大程度上影响了 SNR。正确理解 XPM 和 GVD 的互作用对于 WDM 系统是极为重要的[74~96]。

考虑 M 个信道的 WDM 系统,总的光场可以写为

$$A(z,T)=\sum_{m=1}^{M}A_m(z,T)\exp[i(\omega_m-\omega_0)T] \tag{7.2.13}$$

式中,ω_m 是第 m 个信道的载频,ω_0 是所选的参考频率,其实际上与中央信道的频率相同。仿照本书原理篇 7.1 节的方法[5],得到一组 M 个耦合 NLS 方程

$$i\frac{\partial A_j}{\partial z}+\frac{i\alpha}{2}A_j+\frac{i}{v_{gj}}\frac{\partial A_j}{\partial T}-\frac{\beta_{2j}}{2}\frac{\partial^2 A_j}{\partial T^2}+\gamma\left(|A_j|^2+2\sum_{m\neq j}^{M}|A_m|^2\right)A_j=0 \tag{7.2.14}$$

式中,$j=1\sim M$,v_{gj}是群速度,β_{2j}是 GVD 参量。所有信道的损耗参量 α 和非线性参量 γ 都假设相等。在这些方程中,FWM 的贡献暂且忽略不计,其影响将在后面讨论。

一般来说,这组 M 个方程需要数值求解。在连续波情况下,可以通过解析方法求解得到 $A_j(L)=\sqrt{P_j}\exp(i\phi_j)$,其中 P_j 是输入功率。由 SPM 和 XPM 的联合作用产生的非线性相移为

$$\phi_j=\gamma L_{\text{eff}}(P_j+2\textstyle\sum_{m\neq j}^{M}P_m) \tag{7.2.15}$$

连续波解可以近似应用于工作在相对低比特率的 NRZ 格式系统中。根据相邻信道的比特模式,某一特定信道的相位ϕ_j 将因比特不同("1"或"0")而变化。在最坏的情况下,所有信道在各自的比特槽中同时为"1"时 XPM 感应相移最大。如果假设各信道输入功率相同,那么这个最大值为

$$\phi_{\max}=(\gamma/\alpha)(2M-1)P_{\text{ch}} \tag{7.2.16}$$

式中,假定 $\alpha L\gg 1$,L_{eff}被 $1/\alpha$ 代替。XPM 感应相移随 M 线性增加,可以变得很大。1984 年,对两信道的情况进行了测量[74]:将两台半导体激光器产生的波长分别为 1.3 μm 和 1.5 μm 的光入射到 15 km 长的光纤中,通过一个干涉仪来测量由 1.3 μm 光通过 XPM 感应的 1.5 μm 光的相移。对于 $P_{\text{ch}}=1$ mW,测得$\phi_{\max}=0.024$,这个值和由式(7.2.16)得到的 0.022 的预期值符合得很好。

严格地说,如果 GVD 效应可以忽略,那么 XPM 感应相移应该不会影响系统性能。但是,光

纤的任何色散都会把与比特模式相关的相移转换为功率起伏,从而降低了接收机的 SNR。这种转换可以理解为时间相关的相位变化导致频率啁啾,而频率啁啾又影响色散感应的信号展宽。图 7.7 给出了对于采用 NRZ 格式调制的 10 Gbps 泵浦信道,一个连续探测波的 XPM 感应的起伏。探测波功率在经过 320 km 色散光纤后的起伏达 6%;起伏的 RMS 值取决于信道功率,可以通过降低信道功率来减小 RMS 值。作为粗略的估计,如果在式(7.2.16)中利用条件$\phi_{max}<1$,则信道功率限制为

$$P_{ch} < \alpha/[\gamma(2M-1)] \tag{7.2.17}$$

对于 α 和 γ 的典型值,即使是 5 个信道,P_{ch}也应低于 10 mW;而超过 50 个信道时,则应低于 1 mW。

上述分析忽略了群速度失配的影响。实际上,不同信道的脉冲以不同的速度传输,并根据它们的波长差以一定的速率相互走离。因为 XPM 仅当脉冲在时域相互交叠时才发生,所以它的影响因走离效应而大大减弱。当属于某个信道的快速移动脉冲和另一个信道的特定脉冲碰撞并通过后者时,XPM 感应的啁啾使脉冲频谱先红移再蓝移。在无损耗的光纤中,两脉冲的碰撞完全对称,导致碰撞结束时无净频移。而在一个损耗管理系统中,集总放大器沿光纤链路周期性地放置,功率的变化使不同信道间的脉冲碰撞变得不对称,导致与信道间隔有关的净频移。这种频移会引起定时抖动(信道的速度因 GVD 而依赖于其频率),因为频移的大小取决于比特模式和信道波长。振幅和定时抖动的联合作用使接收机(特别是对密集信道情况)的 SNR 大大恶化,并导致 XPM 感应的功率代价[75]。

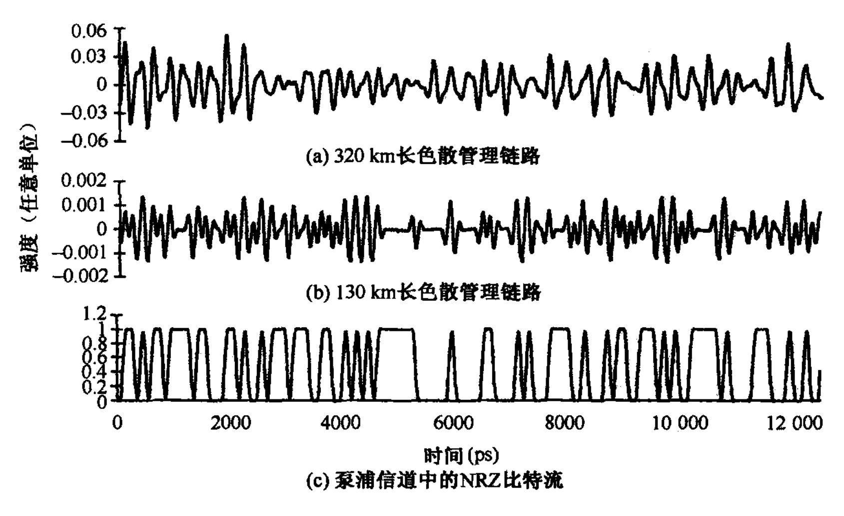


图 7.7　泵浦信号中的 NRZ 比特流通过 XPM 对连续探测波感应的功率起伏[80]

图 7.8 表示在误码率为 10^{-10}时,XPM 感应功率代价是如何随信道间隔和光纤色散变化的。这些结果是通过发射两个 10 Gbps 信道到 200 km 光纤链路中得到的,其中光纤链路中点处有一台放大器[81]。本实验中用 4 种不同类型的光纤来改变 GVD。泵浦信道功率为 8 dBm(6.3 mW),而信号信道功率保持在 2 dBm。功率代价依赖于相对泵浦-信号延迟和它们的偏振态,图 7.8 中的细线和粗线分别表示最好和最坏情形。正如所预期的,对于大 GVD 链路和小信道间隔情形,XPM 感应功率代价变得很大;对于小平均 GVD 和相对大信道间隔(大于 50 GHz)的情形,功率代价能降低到可忽略的程度。可忽略的功率代价发生在 GVD 被 DCF 补偿的色散管理链路中。

在周期放大光波系统中,沿光纤链路的功率变化影响信道间的 XPM 互作用。如果两信道的间隔使它们在每个放大器间距上的相对传输延迟 ΔT 等于多个比特槽 T_B,则两信道中的脉冲

序列在经过每台放大器后将变得同步,并导致 XPM 感应相移增大。从数学意义上讲,这一条件可写成

$$\Delta T = \Delta\lambda \int_0^{L_A} D(z)\mathrm{d}z = mT_B \tag{7.2.18}$$

式中,$\Delta\lambda$ 是信道间隔,L_A 是放大器间距,$D(z)$是两放大器之间的色散图,m 是一个整数。在常数色散的光纤中,这一条件变为 $BDL_A\Delta\lambda = m$,其中 $B = 1/T_B$。只要信道间隔 $\Delta\lambda$ 满足式(7.2.18),系统性能就会降低。事实上,实验中已经发现,只要导致 XPM 的泵浦信道的波长间隔满足谐振条件,弱探测信道的误码率就会呈现出共振现象(明显增加)[83]。

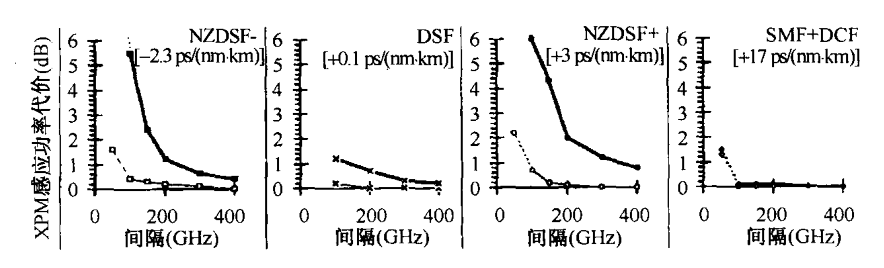


图 7.8　对于 4 个不同色散的光纤链路,XPM 感应功率代价与信道间隔的关系[81]

因为使用的掺杂光纤只是一小段,所以发生在光纤放大器内的 XPM 效应可以忽略。对于工作在 1570 ~ 1610 nm 波长范围的 L 波段放大器,由于需要的光纤长度超过 100 m,情况就有所不同。这样的放大器使用的掺杂光纤的有效模场面积相对较小,所以有较大的非线性参量 γ 值和增强的 XPM 感应相移。因此,XPM 可能引起 L 波段放大器内相当大的功率起伏[77]。一个新特征是,这样的 XPM 效应与信道间隔无关,它可以在放大器的整个带宽范围内发生[84]。原因是所有 XPM 效应都是在群速度失配导致的脉冲走离之前发生的。

通过采用差分相移键控(DPSK)格式,可以降低现代 WDM 系统中的 XPM 效应[94~96]。DPSK 常常与 RZ 格式组合使用,使每个比特槽中均有一个脉冲,只是通过相位变化实现对信息的编码。对于这样的系统,从定性上容易理解为什么 XPM 感应功率代价能够被降低。在使用幅移键控(ASK)格式的情况下,XPM 导致振幅起伏和定时抖动的主要原因与模拟比特模式时的随机功率波动有关。显然,如果信道功率是常数,那么从总体上讲 XPM 是无害的,因为这种情况下所有 XPM 感应相移均与时间无关,不会产生频率和时间位移。尽管对于 RZ-DPSK 系统,事实并非如此,但由于功率波动具有严格的周期性特点,XPM 效应大大降低。从物理意义上讲,所有比特经历几乎相同的碰撞事件,尤其是在平均信道功率沿光纤链路变化不大的情况下,结果 XPM 感应功率代价可以忽略。

7.2.5　四波混频

四波混频(FWM)是 WDM 光波系统非线性串扰的主要来源[97~119]。FWM 感应的串扰的物理起源和由此导致的系统性能下降可以这样理解:只要频率为 ω_i,ω_j 和 ω_k 的三个波同时在光纤中传输,FWM 就能在频率 $\omega_F = \omega_i + \omega_j - \omega_k$ 处产生新的波。对于一个 M 信道的系统,i,j 和 k 均在 1 ~ M 范围内变化,导致了 FWM 产生的新频率的大量组合。在等信道间隔情况下,多数新频率和已有的信道频率一致,并与那些信道内的信号发生相干干涉。这种干涉依赖于比特模式,将引起接收机检测信号的大范围起伏。当信道非等间隔时,多数 FWM 分量落在信道之间,

增加了总噪声。在这两种情况下,系统性能都受信道功率损耗的影响,但由于串扰的相干本性,等信道间隔的性能劣化要严重得多。

正如本书原理篇第10章所讨论的[5],光纤中的FWM过程由一组4个耦合方程描述,一般需要用数值方法求解。如果忽略SPM和XPM感应的相移,假定参与FWM过程的三个信道的能量消耗不计,并加入光纤损耗,则频率为 ω_F 的FWM分量的振幅 A_F 由下式决定:

$$\frac{dA_F}{dz} = -\frac{\alpha}{2}A_F + d_F\gamma A_i A_j A_k^* \exp(-i\Delta kz) \tag{7.2.19}$$

式中,$A_m(z) = A_m(0)\exp(1-\alpha z/2)$,$m = i, j, k$。$d_F = 2-\delta_{ij}$是简并因子,并定义为当 $i=j$ 时为1,而当 $i \neq j$ 时为2。可以简单地对方程(7.2.19)积分来得到 $A_F(z)$。在一段长为 L 的光纤中,转化为FWM分量的功率由下式决定[97]:

$$P_F = |A_F(L)|^2 = \eta_F(d_F\gamma L)^2 P_i P_j P_k e^{-\alpha L} \tag{7.2.20}$$

式中,$P_m = |A_m(0)|^2$ 是第 m 个信道的发射功率。η_F 是FWM效率的量度,定义为

$$\eta_F = \left|\frac{1-\exp[-(\alpha+i\Delta k)L]}{(\alpha+i\Delta k)L}\right|^2 \tag{7.2.21}$$

FWM效率 η_F 取决于信道间隔,并通过相位失配来表现,

$$\Delta k = \beta_F + \beta_k - \beta_i - \beta_j \approx \beta_2(\omega_i - \omega_k)(\omega_j - \omega_k) \tag{7.2.22}$$

式中,传输常数以泰勒级数形式在 $\omega_c = (\omega_i + \omega_j)/2$ 附近展开,β_2 是此频率处的GVD参量。如果传输光纤的GVD相对较大($|\beta_2| > 5\ ps^2/km$),对于典型的信道间隔(50 GHz或更大),η_F 几乎为0。相反,在接近光纤零色散波长处,$\eta_F \approx 1$,这导致FWM分量具有可观的功率,特别是在高信道功率的情况下。在各信道功率相等的情况下,P_F 随 P_{ch}的三次方增大。如果FWM过程为近似相位匹配的,那么这个三次方关系将使信道功率被限制在1 mW以下。对于一个 M 信道的WDM系统来说,FWM分量的个数按 $M^2(M-1)/2$ 增长,因此所有FWM分量的总功率可能很大。例如,图7.9表示当3个3 mW的信道输入到一段25 km长的色散位移光纤[对于中央信道,$D = -0.2$ ps/(km·nm)]中后,在光纤输出端测得的频谱。可以清楚地看到9个FWM分量,由于实验中采用了非等信道间隔,没有一个分量与信道波长重合。

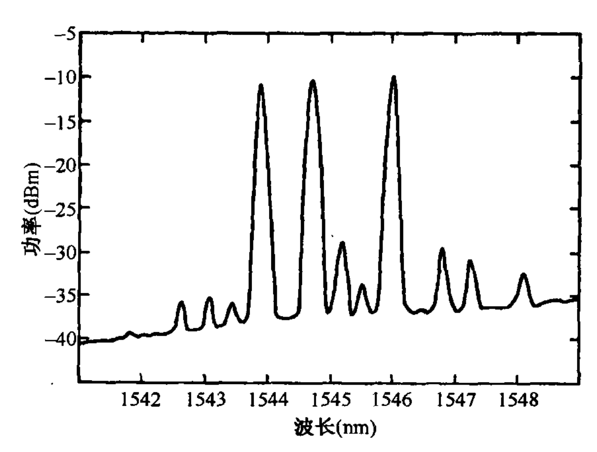


图7.9 当平均功率为3 mW的3个信道入射到一段25 km长的光纤中时,在输出端测得的频谱[3]

在等信道间隔情况下,由于多数 FWM 分量落在信道频谱内,因而在频域中无法像图 7.9 那样清楚地看到。然而,当它们和信号发生相干干涉时,很容易在时域中被注意到。因为 FWM 功率取决于 3 个信道的比特模式,所以信号功率的起伏比较强烈。图 7.10 给出了当选取 3 个不同 GVD 值时,观察到的中央信道的比特模式。在此情况下,中央信道恰好位于中间(见图 7.9),信道间隔是常数,等于 1 nm。由于 FWM 过程的准相位匹配性质,FWM 感应的噪声对于低 GVD 值来说相当大。

对信道间隔的某些特定值,调制不稳定性可以增强 FWM 效应[108]。原因是,在推导式(7.2.20)时忽略的 SPM 和 XPM,即使在 $\beta_2 \neq 0$ 的条件下也能提供相位匹配。可以按照本书原理篇 10.2 节的分析[5],把 SPM 和 XPM 感应相移包括在内。结果,式(7.2.20)仍能使用,但式(7.2.22)中的相位失配因子 Δk 应替换为[110]

$$\Delta k \approx \beta_2(\omega_i-\omega_k)(\omega_j-\omega_k)+\gamma(P_i+P_j-P_k)[1-\exp(-\alpha L_{\text{eff}})]/(\alpha L_{\text{eff}}) \tag{7.2.23}$$

很显然,当 β_2 位于光纤的反常色散区时,对于某些 FWM 项,Δk 可能变得接近于 0,这取决于信道功率和间隔。相应的 FWM 过程将能够满足相位匹配条件,结果导致很大的功率转换效率。从物理意义上讲,如果调制不稳定性的增益峰对应的频率几乎与 WDM 系统的信道间隔相等,那么调制不稳定性边带将与信道波长交叠。所以,无论 GVD 如何,FWM 过程都将共振增强。利用这种共振 FWM 发生的频率

$$\Omega_s = 2\pi\delta\nu_{\text{ch}} = (2\gamma P_{\text{ch}}/|\beta_2|)^{1/2} \tag{7.2.24}$$

能够估算信道间隔 $\delta\nu_{\text{ch}}$的值。作为粗略的估计,当 $P_{\text{ch}}=5$ mW,$\beta_2=-0.2$ ps^2/km 和 $\gamma=2$ W^{-1}/km 时,$\delta\nu_{\text{ch}}\approx 50$ GHz。因为现代 WDM 系统中的信道间隔的典型值为 100 GHz 或者更小,所以很容易发生 FWM 的共振增强。

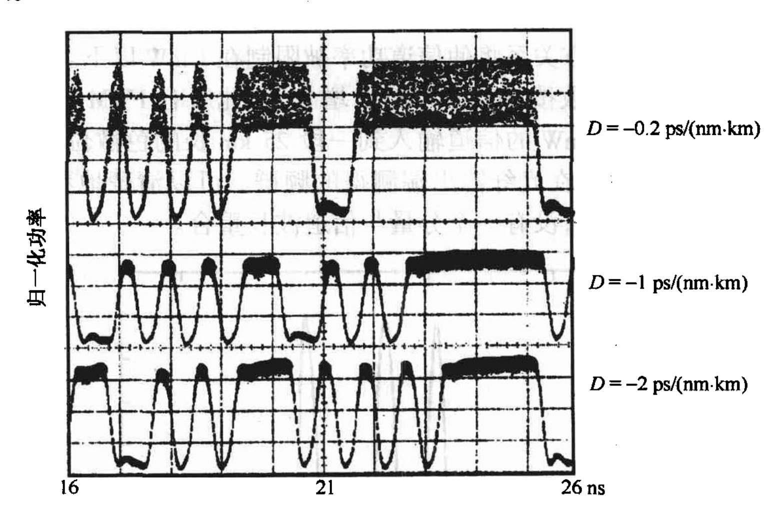


图 7.10 当 3 个 3 mW 的等间隔信道入射到光纤中时,光纤色散对中央信道的影响[3]

降低 FWM 感应的系统性能劣化的一个简单方案是设计非等间隔信道的 WDM 系统[103]。这种情况下,FWM 的主要影响是降低信道功率,这种功率消耗将导致接收机的功率代价,其大小可以通过改变输入功率和光纤色散来控制。对一个采用 8 个 10 Gbps 信道和 137 km 长的色散位移光纤的 WDM 系统的实验测量,证实了非等间隔信道的优势。在 1999 年的一个实验中[111],这项技术被用于 320 km 色散位移光纤上的 22 路信道传输,其中每信道都工作在 10 Gbps,放大器间距为

80 km。在 1532 ~ 1562 nm 的波长区域,信道间隔变化范围为 125 ~ 275 GHz,具体通过周期分配方案确定[107]。光纤的零色散波长接近 1548 nm,这导致很多 FWM 分量是近相位匹配的。虽然如此,系统性能仍非常好(因为非等信道间隔),所有信道的功率代价都小于 1.5 dB。

非均匀信道间隔的使用并不总是现实的,因为许多 WDM 器件都是等信道间隔的[6];而且这种方案也是低频谱效率的,因为所得的 WDM 信号的带宽与等间隔信道相比大得多[103]。另一个可选方案是前面讨论的色散管理技术。在这种情况下,正常和反常 GVD 光纤结合起来构成周期色散图,使平均 GVD 值很低时,在整个光纤长度上 GVD 是局部高值。结果整个光纤上的 FWM 效率 η_F 可以忽略不计,使 FWM 感应的串扰很小。早在 1993 年,利用色散管理就可以把 8 个 10 Gbps 的信道传输 280 km[100]。到 1996 年,由于应用的简单性,色散管理已经成为 WDM 系统中抑制 FWM 的常用方法。FWM 也可以通过采用 GVD 沿光纤长度方向变化的光纤抑制[112]。使用啁啾脉冲[118]或载波相位锁定[119]也有助于抑制 FWM。

7.3 光纤中的孤子

前面已经讲过,当 GVD 和 SPM 单独作用时,它们都会限制光波系统的性能;但 GVD 和 SPM 共同作用时,在一定条件下可以形成光孤子。光纤中孤子的存在是 GVD 感应啁啾和 SPM 感应啁啾达到平衡的结果[120~122]。按照 6.1 节中的讨论,对如何实现这种平衡有一个直觉的理解:只要 GVD 参量 β_2 与啁啾参量 C 的符号相反($\beta_2 C$ 为负值),啁啾脉冲就会被光纤压缩。正如 7.2.3 节中所述,SPM 对光脉冲施加 $C>0$ 的正啁啾,如果 $\beta_2<0$,则很容易满足 $\beta_2 C<0$ 的条件。此外,由于 SPM 感应啁啾是与功率有关的,因此不难想象,在特定条件下,SPM 感应的啁啾恰好抵消 GVD 感应的脉冲展宽,这样光脉冲将以孤子形式无畸变地传输。

7.3.1 光孤子的性质

为找到孤子形成的条件,令方程(7.2.7)中的 $p(z)=1$,并假设脉冲在光纤反常 GVD 区($\beta_2<0$)传输。引入归一化变量$\xi=z/L_D$ 和 $\tau=T/T_0$,方程(7.2.7)可写成

$$i\frac{\partial U}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2}+N^2|U|^2U=0 \tag{7.3.1}$$

式中,$L_D=T_0^2/|\beta_2|$,$L_{\rm NL}=(\gamma P_0)^{-1}$,且有

$$N^2=\frac{L_D}{L_{\rm NL}}=\frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \tag{7.3.2}$$

它是一个无量纲的量,代表脉冲参量与光纤参量的组合。通过 $u=NU$ 引入归一化振幅,可以将方程(7.3.1)中出现的参量 N 消去,于是 NLS 方程可采用以下标准形式:

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2u=0 \tag{7.3.3}$$

方程(7.3.3)属于一类特殊的非线性偏微分方程,该方程可以用逆散射法(inverse scattering method)这种数学技巧精确求解[123~125]。1971 年,首次用这种方法求解[126],主要结果可总结如下:当一个初始振幅为

$$u(0,\tau)=N\,\mathrm{sech}(\tau) \tag{7.3.4}$$

的输入脉冲入射到光纤中时,如果 $N=1$,则它的形状在传输过程中保持不变;而如果 $N>1$,则它遵循一种周期性方式,即输入脉冲形状在$\xi=m\pi/2$ 处得到恢复,其中 m 是整数。

参量值满足条件 $N=1$ 的光脉冲代表基阶孤子;对应其他整数值 N 的脉冲称为高阶孤子(higher-order soliton),参量 N 代表孤子的阶数。注意,$\xi=z/L_D$,孤子周期定义为高阶孤子恢复其原始形状的距离,可表示为

$$z_0=\frac{\pi}{2}L_D=\frac{\pi}{2}\frac{T_0^2}{|\beta_2|} \tag{7.3.5}$$

通过数值解 $N=4$ 的 NLS 方程(7.3.1),图 7.11 绘出了 $|u|^2$ 作为 z/L_D 的函数的曲线,给出了四阶孤子在一个孤子周期上的演化过程。脉冲形状有较大改变,但在 $z=z_0$ 处恢复其初始形状。只有基阶孤子在光纤传输过程中保持其形状不变。在 1973 年的一项研究中[127],通过用数值方法求解方程(7.3.1)表明,光孤子能够在光纤中形成。

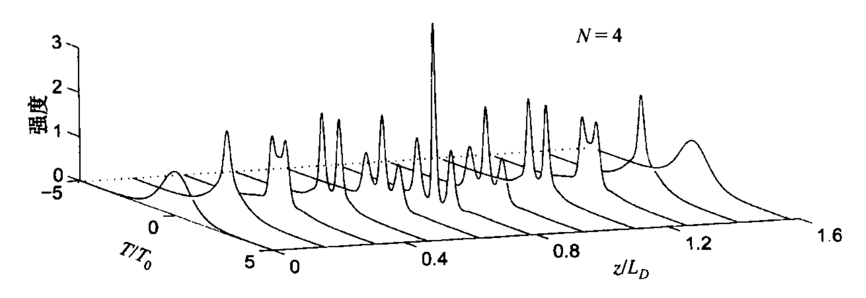


图 7.11　四阶孤子在一个孤子周期上的演化

通过直接解方程(7.3.3)也能得到对应基阶孤子的解,而无需求助于逆散射法。该方法假设方程存在以下形式的一个解:

$$u(\xi,\tau)=V(\tau)\exp[i\phi(\xi)] \tag{7.3.6}$$

要想使上式代表在传输过程中能保持形状不变的基阶孤子,式中的 V 必须和ξ无关。相位ϕ可以和ξ有关,但假定它和时间无关。将式(7.3.6)代入方程(7.3.3),并将实部和虚部分离,可以得到两个关于 V 和ϕ的实方程。这两个方程表明,ϕ应有$\phi(\xi)=K\xi$的形式,其中 K 是一个常量。于是函数 $V(\tau)$满足下面的非线性微分方程:

$$\frac{\mathrm{d}^2V}{\mathrm{d}\tau^2}=2V(K-V^2) \tag{7.3.7}$$

用 $2(\mathrm{d}V/\mathrm{d}\tau)$乘以此方程的两边并在 τ 上积分,可以得到

$$(\mathrm{d}V/\mathrm{d}\tau)^2=2KV^2-V^4+C \tag{7.3.8}$$

式中,C 是积分常数。利用任意光场在$|\tau|\to\infty$时 V 和 $\mathrm{d}V/\mathrm{d}\tau$ 应为零这一边界条件,可知 $C=0$。

方程(7.3.8)中的常量 K 由孤子峰值位置(假设在 $\tau=0$ 处)$V=1$ 和 $\mathrm{d}V/\mathrm{d}\tau=0$ 这一边界条件确定,易知 $K=\frac{1}{2}$,于是$\phi(\xi)=\xi/2$。对方程(7.3.8)积分,结果为 $V(\tau)=\mathrm{sech}(\tau)$。这样,通过对 NLS 方程直接积分,就找到了基阶孤子的著名的 sech(双曲正割)解[120~125]。

$$u(\xi,\tau)=\mathrm{sech}(\tau)\exp(i\xi/2) \tag{7.3.9}$$

该式表明,当光脉冲在光纤中传输时,获得了一个相移$\xi/2$,而振幅保持不变。正是因为基阶孤子的这个特性,使它成为光通信的理想候选。本质上,当输入脉冲具有 sech 形时,光纤的色散效应恰好被光纤的非线性效应所补偿,它的宽度和峰值功率通过式(7.3.2)联系起来,即要求满足 $N=1$。

光孤子的一个重要性质是它们对微扰特别稳定。这样,即使基阶孤子需要特定的形状和确定的峰值功率,以使式(7.3.2)中的 $N=1$,它还是能够在脉冲形状和峰值功率偏离理想条件的情况下产生。图7.12表示通过数值模拟得到的一个 $N=1$ 但 $u(0,\tau)=\exp(-\tau^2/2)$ 的高斯输入脉冲的演化过程。由图7.12可以看出,脉冲在沿光纤的传输过程中,将会自行调整其形状、宽度和峰值功率,试图变成基阶孤子,并在 $\xi \gg 1$ 时成为sech形。在 N 偏离1时,观察到了类似的行为,这说明 N 阶孤子可以在输入 N 值从 $N-1/2$ 到 $N+1/2$ 范围内形成[128]。特别地,基阶孤子可以在 N 位于0.5~1.5范围内被激发。

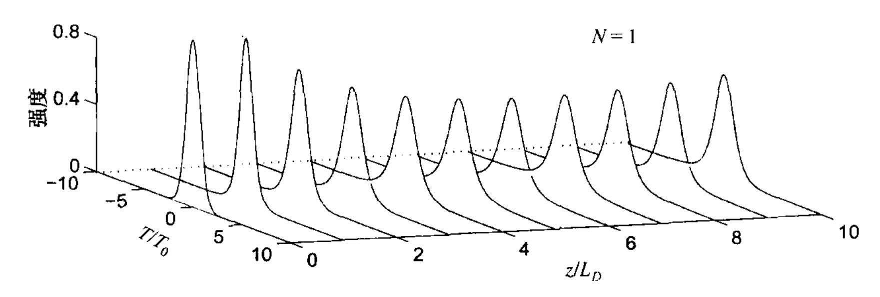


图7.12 $N=1$ 的高斯脉冲在 $\xi=z/L_D=0\sim10$ 上的演化

光纤能迫使任意输入脉冲向孤子演化,这好像有点儿不可思议。简单理解这一行为的方式是,将光孤子视为非线性波导的时间模,脉冲中央的高强度部分通过仅增加中央的折射率形成一条时域波导,这样的波导支持时间模,就像纤芯-包层折射率差导致光纤的空间模一样。当输入脉冲未能和时间模精确匹配但又接近它时,大部分脉冲能量仍能耦合到时间模中,剩余的能量以色散波(dispersive wave)的形式扩散掉。后面将要看到,这样的色散波能影响系统的性能,应使之最小化,为此应尽可能匹配输入条件,以尽量接近理想要求。当孤子绝热地适应微扰时,专门为孤子而发展的微扰理论能用来研究孤子的振幅、宽度、频率、速度和相位是如何沿光纤演化的。

即使光纤表现为正常色散,NLS方程仍可以用逆散射法求解[129]。所得解的强度曲线表现为均匀背景中的一个凹陷,正是这个凹陷沿光纤的传输过程中保持不变[130]。基于此原因,NLS方程的这种解称为暗孤子。尽管在20世纪80年代就观察到了暗孤子,而且已完整地研究了它们的特性,但多数实验仍采用sech形的亮孤子[131~133]。在下面的讨论中,重点是式(7.3.9)给出的基阶孤子。

7.3.2 损耗管理孤子

正如在上一节中看到的,当存在光纤色散时,孤子用SPM来保持其宽度。然而,这一特征仅当孤子在光纤中能保持其能量时才有效。不难看出,由于光纤损耗导致的脉冲能量减小将使脉冲展宽,因为峰值功率的下降削弱了抵消GVD所必需的SPM效应。当用光放大器周期性地补偿光纤损耗时,孤子能量以周期方式改变。通过一个周期函数 $p(z)$ 就可以将这样的能量变化包括在NLS方程(7.2.7)中。对于集总放大器的情形,$p(z)$ 在两台放大器之间以 $e^{-\alpha z}$ 的形式变化,在每个孤子周期上可能改变20 dB甚至更多。一个重要问题是,孤子在如此大的能量起伏下能否保持其形状和宽度?已经证实,如果放大器间距 L_A 始终比色散长度 L_D 小得多,则孤子能够在长距离上保持稳定[134]。

总的来说,孤子能量的改变伴随着孤子宽度的变化。如果孤子宽度通过色散波的发射而迅速变化,那么 $p(z)$ 的大的快速变化就会破坏孤子。路径平均孤子(path-averaged)的概念利用了

在与色散长度(或孤子周期)相比很小的距离上孤子变化不大的事实[134]。这样,当 $L_A \ll L_D$ 时,即使峰值功率在每两台放大器之间显著变化,孤子宽度事实上保持不变。实际上,当 $L_A \ll L_D$ 时,可以用式(7.2.7)中 $p(z)$ 的平均值 $\bar{p}$ 代替 $p(z)$。注意,$\bar{p}$ 正是改变 γP_0 的常量,这样就重新获得了标准 NLS 方程。

从实际的角度讲,如果选取的路径平均孤子的输入峰值功率 P_s(或能量)比无损情况下的输入峰值功率 P_0 大 $1/\bar{p}$ 倍,那么就可以激发基阶孤子。若引入放大器增益 $G=\exp(\alpha L_A)$ 并利用 $\bar{p}=L_A^{-1}\int_0^{L_A} e^{-\alpha z}dz$,则损耗管理孤子的能量增强因子为

$$f_{\rm LM}=\frac{P_s}{P_0}=\frac{1}{\bar{p}}=\frac{\alpha L_A}{1-\exp(-\alpha L_A)}=\frac{G\ln G}{G-1} \tag{7.3.10}$$

这样,只要放大器间距满足 $L_A \ll L_D$ 且入射峰值功率增大一个因子 $f_{\rm LM}$,孤子在采用周期性集总放大的损耗光纤中的演化就等同于无损光纤中的情形。例如,当放大器间距 L_A 为 50 km 且光纤损耗 α 为 0.2 dB/km 时,有 $G=10$ 和 $f_{\rm LM}\approx 25.6$。

数值模拟证实,对长距离传输的损耗管理孤子,必须满足条件 $L_A \ll L_D$。图 7.13 表示损耗管理孤子在 10 000 km 距离上的演化,假设光纤损耗 $\alpha=0.22$ dB/km,色散 $\beta_2=-0.5\text{ps}^2/\text{km}$,孤子每隔 50 km 被放大一次(即 $L_A=50$ km)。当输入脉宽对应 200 km 的色散长度时,因为条件 $L_A \ll L_D$ 充分满足,孤子在传输 10 000 km 后形状仍保持得很好。但是,当色散长度减到 25 km 时,孤子因色散波的发射而无法继续维持。

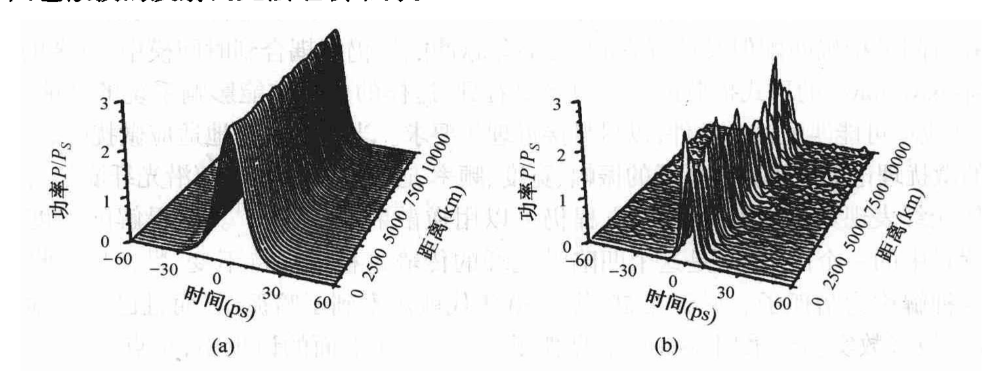


图 7.13 损耗管理孤子在 10 000 km 上的演化

放大器间距的限制是如何影响孤子系统的设计的呢?条件 $L_A \ll L_D$ 可通过利用 $L_D=T_0^2/|\beta_2|$ 与脉宽 T_0 相联系,于是所得的条件为

$$T_0 \gg \sqrt{|\beta_2|L_A} \tag{7.3.11}$$

脉宽 T_0 必须比比特槽 $T_b=1/B$ 小得多,以保证相邻的孤子被充分分开。从数学意义上讲,仅当单一脉冲自身传输时,式(7.3.9)给出的孤子解才是正确的;对于一个脉冲序列来说,只有当个体孤子被充分孤立时,这一解才近似正确。这一要求能使孤子宽度 T_0 和比特率 B 联系起来,即 $T_b=2q_0T_0$,其中 $2q_0$ 是光比特流中两相邻脉冲间隔的量度。通常,q_0 大于 4 能保证两脉冲的尾部不会发生明显交叠。在式(7.3.11)中应用 $T_0=(2q_0B)^{-1}$,可以得到以下的设计准则:

$$B^2L_A \ll (4q_0^2|\beta_2|)^{-1} \tag{7.3.12}$$

选取典型值 $\beta_2=-2\ \text{ps}^2/\text{km}$,$L_A=50$ km 和 $q_0=5$,可得 $T_0>10$ ps 和 $B<10$ Gbps。显然,路径平

均孤子的使用对孤子通信系统的比特率和放大器间距都强加了一个严格限制。即使工作在10 Gbps,如果 β_2 固定不变,则必须降低 q_0 或 L_A 的值。这两个参量的值又不能降低太多,使之小于在前面的估算中用到的值。2000 年,提出了这一难题的一个不完整的解决方案,即通过对孤子预啁啾来放宽 $L_A \ll L_D$ 的条件[135]。

采用分布放大方案,条件 $L_A \ll L_D$ 也可以大大放宽。正如 3.2 节所讨论的,分布放大方案优于集总放大,因为它通过在光纤链路上的每一点局部补偿光纤损耗,提供了几乎无损耗的光纤链路。历史上,孤子的分布喇曼放大是在 1984 年提出的[136],并用在 1985 年的一个实验中[137]。在 1988 年的一个实验中[138],用周期性喇曼放大将孤子传输了 4000 km。该实验使用了 42 km 长的循环光纤环路,通过注入由 1.46 μm 波长的色心激光器提供的泵浦光,产生的分布喇曼增益恰好补偿了光纤环的损耗。孤子允许在光纤环内循环多次,而每次往返后的孤子宽度都可被监测。55 ps 的孤子能在光纤环中循环 96 次而脉宽没有明显增加,这说明在 4000 km 长度上孤子得到了恢复。通过进一步的优化,可以将距离提高到 6000 km。该实验最早从理论上证实了孤子能够在越洋距离上传输。该实验方案的主要缺点是,喇曼放大要求在 1.46 μm 附近能发射 500 mW 以上功率的泵浦激光器。1988 年,由于不可能从半导体激光器获得如此高的功率,因此实验采用了色心激光器,但这种激光器体积庞大,不能用在实际的光波系统中。

从 1989 年起,集总放大器用在损耗管理孤子系统中。在 1991 年的一个实验中[139],用包含间距为 25 km 的三台放大器的 75 km 长的循环光纤环路,将 2.5 Gbps 的孤子传输了 12 000 km。本实验中,比特率–距离积 $BL = 30$ Tbps·km 主要受限于放大器噪声感应的定时抖动。20 世纪 90 年代,发现了减小定时抖动的几种方案,并用于改进孤子系统的性能[120~122]。分布喇曼放大技术在 2000 年前后得到复兴,并经常用在长途光波系统中。

7.3.3 色散管理孤子

以上对孤子的讨论中,假设光纤的 GVD 沿整个光纤链路保持为常数。但是,现代 WDM 光波系统通常采用色散管理技术,因为它有助于抑制信道间的 FWM。事实证明,即使 GVD 参量 β_2 沿光纤长度变化,孤子也可以形成,但其特性和在 GVD 为常量的光纤中形成的孤子有很大不同。本节将集中讨论方程(7.2.7)的孤子解,该方程分别通过 $p(z)$ 和 $\beta_2(z)$ 包括了沿光纤链路的损耗和色散管理效应。

首先考虑在前面 6.6.1 节中提到的色散渐减光纤(DDF)。事实表明,对于 DDF,通常强加于损耗管理孤子的限制 $L_A \ll L_D$ 可以完全放宽[140]。从物理意义上讲,GVD 的减小抵消了因光纤损耗弱化孤子而造成的 SPM 的降低。引入归一化距离和时间变量

$$\xi = T_0^{-2}\int_0^z |\beta_2(z)|\,\mathrm{d}z \qquad \tau = t/T_0 \tag{7.3.13}$$

可以由方程(7.2.7)清楚地看到这一点,所得的方程为

$$i\frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + N^2(z)|U|^2 U = 0 \tag{7.3.14}$$

式中,$N^2(z) = \gamma P_0 T_0^2 p(z)/|\beta_2(z)|$。若选择 GVD 曲线使 $|\beta_2(z)| = |\beta_0(z)|p(z)$,则 N 变成一个常量,方程(7.3.14)简化成前面的标准 NLS 方程。结果,当使用 DDF 传输孤子时,光纤损耗只是使孤子的能量降低,而对孤子形状没有影响。

从系统的角度考虑,DDF 的主要缺点是,沿光纤链路的平均色散相对较大。由交替 GVD 光

纤(即 β_2 正负相间)组成的色散图引人注目,因为它能降低整个光纤链路的平均色散,同时保持每段光纤的 GVD 足够大,使 WDM 系统中的 FWM 串扰仍可以忽略。

色散管理的运用迫使所有孤子都在每个色散图周期的光纤正常色散区传输。乍看起来,这种方案应该无法工作,因为正常 GVD 光纤不支持孤子,会导致脉冲相当大的展宽和啁啾。那么,为什么孤子会在色散管理光纤链路中存在呢? 针对这个问题的大量理论工作导致了色散管理(DM)孤子的发现[141~164]。从物理意义上讲,如果用于构成色散图的每段光纤的色散长度远小于非线性长度,那么脉冲会在一个色散图周期内以线性方式演化。在更长的尺度上,如果 SPM 效应被平均色散平衡,则孤子仍可以形成。所以,孤子在平均意义上是能够存在的,即使它的峰值功率、宽度和形状都周期性地振荡。

考虑由两段具有相反 GVD 特性的光纤组成的一种简单色散图。孤子的演化仍由方程(7.2.7)决定,不过此时 β_2 是 z 的分段连续函数,在长度为 l_a 的反常 GVD 光纤段和长度为 l_n 的正常 GVD 光纤段,β_2 的取值分别为 β_{2a} 和 β_{2n}。色散图周期 $L_{\text{map}}=l_a+l_n$ 也可以与放大器间距 L_A 不同。显然,DM 孤子的性质将取决于几个色散图参量,即使每个色散图周期只用两种光纤。数值模拟表明,通过调整输入脉冲参量(宽度、啁啾及峰值功率)值,经常可以找到近似周期解,即使这些参量值在每个色散图周期内变化很大。这种 DM 孤子的典型形状更接近于高斯曲线而不是标准孤子的 sech 曲线[142~144]。

数值解虽然很重要,但是它不能给出丰富的物理图像。已有一些方法用于近似求解 NLS 方程(7.2.7)。其中一种方法利用了变分法或矩方法[145~147];另一种方法是将 $B(z,t)$ 用一组完整的厄密特-高斯函数展开[148];第三种方法是求解一个利用微扰理论导出的频域中的积分方程[150~152]。

变分法和矩方法都假设每个光脉冲在传输过程中保持形状不变,尽管其振幅、宽度和啁啾可能变化。对于啁啾高斯脉冲的情形,假设方程(7.2.7)的近似解可以写成

$$U(z,t)=a\exp[-\tfrac{1}{2}(1+iC)t^2/T^2+i\phi] \tag{7.3.15}$$

式中,a 是振幅,T 是宽度,C 是啁啾,ϕ 是相位。所有 4 个参量都随 z 变化。利用变分法和矩方法可以得到决定这 4 个参量随 z 演化的 4 个常微分方程。相位方程可以略去,因为它不与其他 3 个方程发生耦合;对振幅方程积分可发现,乘积 a^2T 与 z 无关,且和输入脉冲能量 E_0 有关系,$E_0=\sqrt{\pi}P_0a^2(z)T(z)=\sqrt{\pi}P_0T(0)$[因为 $a(0)=1$]。于是,只需要解下面的两个耦合方程:

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}z}=\frac{\beta_2(z)C}{T} \tag{7.3.16}$$

$$\frac{\mathrm{d}C}{\mathrm{d}z}=(1+C^2)\frac{\beta_2(z)}{T^2}+\frac{\gamma(z)p(z)E_0}{\sqrt{2\pi}T} \tag{7.3.17}$$

这两个方程中出现的损耗和色散管理的细节是通过与 z 有关的 3 个参量 β_2,γ 和 p 表现出来的。

在解方程(7.3.16)和方程(7.3.17)之前,需要 3 个脉冲参量在输入端的值,即宽度 T_0,啁啾 C_0 和能量 E_0。脉冲能量 E_0 通过 $P_{\text{av}}=\frac{1}{2}BE_0=(\sqrt{\pi}/2)P_0(T_0/T_b)$ 与入射到光纤链路中的平均功率有关,其中 T_b 为比特率为 B 的比特槽的宽度。另外两个参量 T_0 和 C_0,可用确保 DM 孤子在经过每台放大器后恢复到初始状态的周期性边界条件求解方程(7.3.16)和方程(7.3.17)得到。这样,DM 孤子的一个新特征是,输入脉宽和啁啾取决于色散图,不能任意选择。

图7.14(a)所示为对于特定的色散图,所允许的周期解的脉宽 T_0 和啁啾 C_0 是如何随输入脉冲能量变化的,图中还给出了色散图的反常 GVD 段中间出现的脉宽最小值 T_m。该色散图适合 40 Gbps 的系统,由 GVD 值分别为 $-4\ \text{ps}^2/\text{km}$ 和 $4\ \text{ps}^2/\text{km}$ 的光纤交替组成,长度 $l_a \approx l_n = 5$ km,平均 GVD 值为 $-0.01\ \text{ps}^2/\text{km}$。图7.14中实线对应的是方程(7.3.7)中的 $p(z)=1$ 的理想分布放大情形,集总放大的情形用虚线给出,假设每一光纤段内的放大器间距为 80 km,损耗为 0.25 dB/km。

由图7.14能得出几条结论。第一,当脉冲能量增加时,T_0 和 T_m 均急剧减小。第二,T_0 在某个特定的脉冲能量 E_c 下达到其最小值,而 T_m 保持缓慢减小。第三,当 $E_0 \gg E_c$ 时,T_0 和 T_m 出现较大差别。这一特点意味着当接近这一区域时,脉宽在每个光纤段内显著改变。图7.14(b)所示为对于输入能量 $E_0=0.1$ pJ 和放大器间距 $L_A=80$ km 的集总放大,一个呼吸脉冲的例子,在此情形中,输入啁啾 C_0 相对较大($C_0\approx1.8$)。图7.14的最重要特征是,对于脉冲能量的一个特定值,T_0 存在一个最小值,在此点输入啁啾 $C_0=1$。需要着重指出的是,T_0 的最小值和光纤损耗没有多大关系,实线和虚线两种情形几乎有同样的值,尽管 E_c 的值在集总放大情形中因光纤损耗而大得多。

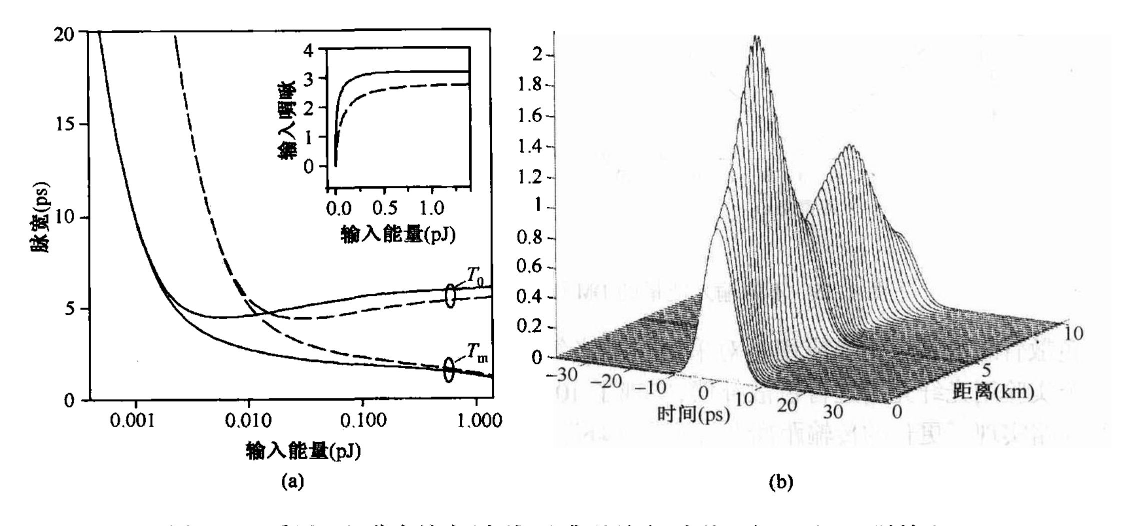


图7.14 采用理想分布放大(实线)和集总放大(虚线)时,T_0 和 T_m 随输入脉冲能量 E_0 的变化,以及DM孤子在一个色散图周期上的演化

如图7.14所示,DM孤子的脉宽和峰值功率在每个色散图周期内都显著变化。图7.15(a)给出了图7.14(b)中的DM孤子脉宽(实线所示)和啁啾(虚线所示)在一个色散图周期上的变化,其中脉宽的变化超过两倍,并在频率啁啾为零的每个光纤段的中间附近取得最小值。对沿光纤链路的每一点完全补偿光纤损耗的理想分布放大情形,最短脉冲出现在反常 GVD 段的中间位置。为便于比较,图7.15(b)给出了输入能量接近 E_c(此时输入脉冲最短)的DM孤子的脉宽和啁啾的变化情况,由此可见,脉冲的呼吸行为和啁啾变化范围被大大降低了。在这两种情形中,DM孤子与标准基阶孤子有很大不同,因为它不能保持其形状、宽度或峰值功率。但是,在色散图中的任意位置,DM孤子的参量值从一个周期到另一个周期不断重复。基于这个原因,DM孤子能用于光通信,尽管脉宽出现振荡。而且,从系统的角度看,这样的DM孤子实现起来更容易。

从1996年起,许多实验都显示了DM孤子用于光波系统的优势[165~173]。在其中一个实验中[165],使用周期色散图实现了20 Gbps的孤子比特流在5520 km的光纤链路上传输,链路中包括间距为40 km的放大器。另一个实验将20 Gbps的孤子比特流传输了9000 km,而没有使用任何在线光学滤波器,因为周期性地使用DCF能使定时抖动降到三分之一甚至更小[166]。在1997年的一个DM孤子传输实验中[167],将注意力集中到孤子大部分时间内在正常GVD区传输的色散图上。本实验将10 Gbps的信号在循环光纤环路中传输了28 000 km,其中光纤环路由100 km长的正常GVD光纤和8 km长的反常GVD光纤组成,环内平均GVD为负($\beta_2 \approx -0.1\ \mathrm{ps^2/km}$)。在这样的光纤环中也观察到了脉宽的周期性波动[168]。在后来的实验中[169],将光纤环调整为平均GVD为零或一个小的正值,仍观察到10 Gbps的孤子在28 000 km上的稳定传输。在所有情形中,实验结果和数值模拟结果十分吻合[170]。

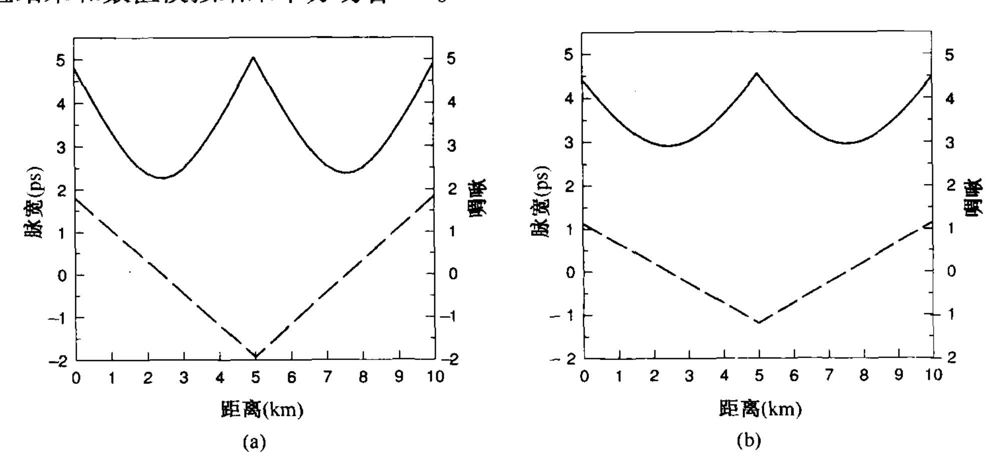


图7.15 不同输入能量的DM孤子在一个色散图周期上的演化

色散管理的一个重要应用是对采用标准光纤设计的现有陆地网络进行升级[171~173]。1997年的一个实验用光纤光栅进行色散补偿,实现了10 Gbps孤子在1000 km距离上的传输。利用循环光纤环路实现了更长的传输距离[172],该光纤环路由102 km长的具有反常GVD($\beta_2 \approx -21\ \mathrm{ps^2/km}$)的标准光纤和17.3 km长的具有正常GVD($\beta_2 \approx 160\ \mathrm{ps^2/km}$)的色散补偿光纤构成。当30 ps(指的是FWHM)的脉冲入射到光纤环中时,本实验中的色散图强度S相当大。1999年,通过适当选择放大器的位置使孤子互作用最小,将10 Gbps的DM孤子在标准光纤上传输了16 000 km[85]。

7.3.4 定时抖动

正如前面在7.1节中讨论的,光放大器加入的噪声对每个光脉冲都产生扰动,不但降低了SNR,而且还使脉冲中心发生位移。已经证实,这种定时抖动限制了任意长途孤子链路的总传输距离。这一限制最早是在1986年针对具有恒定宽度的标准孤子提出的,但对DM孤子系统仍然适用,尽管此时定时抖动降低了[174~186]。在所有情形中,定时抖动的主要来源与因放大器噪声感应的相位起伏而导致的孤子载频的变化有关。

矩方法被用来计算脉冲位置起伏的方差。对于DM孤子的情形,最终的结果可以写为[183]

$$\sigma_t^2 = \frac{S_{\mathrm{ASE}} T_m^2}{E_0}\left[N_A(1+C_0^2) + N_A(N_A-1)C_0 d + \tfrac{1}{6}N_A(N_A-1)(2N_A-1)d^2\right] \tag{7.3.18}$$

式中,N_A是光纤链路中的放大器数目。无量纲参量d定义为

$$d=\frac{1}{T_m^2}\int_0^{L_{\text{map}}}\beta_2(z)\,\mathrm{d}z=\frac{\bar{\beta}_2 L_{\text{map}}}{T_0^2} \tag{7.3.19}$$

式中，$\bar{\beta}_2$ 是色散参量的平均值，T_m 是色散图周期 L_{map}上脉宽的最小值。

对设计成 $L_{\text{map}}=L_A$ 和 $N_A \gg 1$ 的孤子系统，抖动主要由式(7.3.18)中的最后一项决定，因为它与 N_A^3 有关。抖动可以由下式近似给出：

$$\frac{\sigma_t^2}{T_m^2}\approx\frac{S_{\text{ASE}}}{3E_0}N_A^3 d^2=\frac{S_{\text{ASE}}L_T^3}{3E_0 L_D^2 L_A} \tag{7.3.20}$$

式中，$L_D=T_m^2/|\bar{\beta}_2|$，$N_A=L_T/L_A$，其中 L_T 是光波系统的总传输距离。

由于 σ_t^2 与系统长度 L_T 的三次方有关，长途系统的定时抖动能变得与比特槽相当，特别是在系统比特率超过 10 Gbps 时(此时对应的比特槽小于 100 ps)。如果不加以控制，那么这样的抖动将导致较大的功率代价。正如在 5.4.5 节中讨论的，实际应用中抖动应小于比特槽的 10%。图 7.16 给出了在 20 Gbps 的 DM 孤子系统中，定时抖动是怎样随 L_T 增加的，其中色散图由 10.5 km 的反常 GVD 光纤和 9.7 km 的正常 GVD 光纤[$D=\pm 4$ ps/(km·nm)]组成。沿光纤链路每 80.8 km (4 个色散图周期)放置一台 $n_{\text{sp}}=1.3$(或噪声指数为 4.1 dB)的放大器，以补偿 0.2 dB/km 的光纤损耗。用变分方程找到了孤子在每个色散图周期后能周期性地恢复原形的输入脉冲参量值($T_0=6.87$ ps，$C_0=0.56$，$E_0=0.4$ pJ)，光纤非线性参量 γ 的值为 1.7 W^{-1}/km。

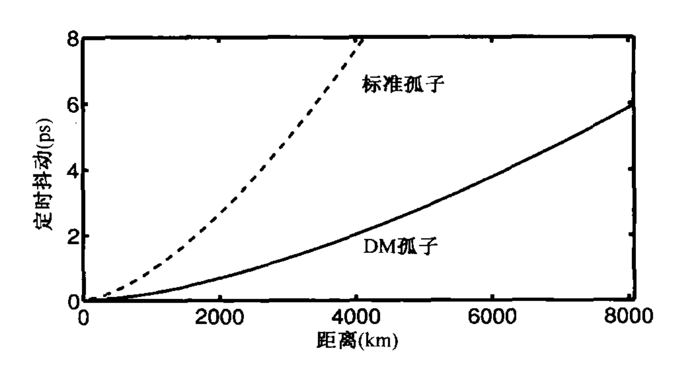


图 7.16 20 Gbps 的标准孤子系统和色散管理孤子系统的 ASE 感应的定时抖动随传输距离的变化

一个重要问题是，从定时抖动的角度看，色散管理的使用是有利还是有害？用矩方法还能得到标准孤子的定时抖动，它和 DM 孤子的定时抖动在形式上比较接近，由下式给出[183]：

$$\sigma_t^2=\frac{S_{\text{ASE}}T_0^2}{3E_s}\left[N_A+\tfrac{1}{6}N_A(N_A-1)(2N_A-1)d^2\right] \tag{7.3.21}$$

式中，用 E_s 作为输入孤子能量，以强调它与式(7.3.18)中用到的 DM 孤子能量 E_0 的差别。为公正地比较 DM 孤子和标准孤子，考虑一个完全相同的孤子系统，只是用 GVD 为常量且等于平均值 $\bar{\beta}_2$ 的单一光纤代替色散图。利用 $E_0=2P_0T_0$，$P_0=|\bar{\beta}_2|/(\gamma T_0^2)$，可得孤子能量 E_s 为

$$E_s=2f_{\text{LM}}|\bar{\beta}_2|/(\gamma T_0) \tag{7.3.22}$$

式中，系数 f_{LM}为增强因子，其源于损耗管理(对于 16 dB 的增益，$f_{\text{LM}}\approx 3.8$)。图 7.16 中的虚线给出了由式(7.3.21)和式(7.3.22)得出的定时抖动。比较这两个曲线可以发现，DM 孤子的抖动要更小一些。抖动减小的物理原因与 DM 孤子的能量增强有关。从实际的角度看，DM 孤子

抖动的减小允许更远的传输距离,这可以由图 7.16 清楚地看到。注意,式(7.3.21)也可应用于 DDF,因为 GVD 沿光纤的变化可以通过式(7.3.19)定义的参量 d 考虑在内。

对长途孤子系统,放大器的个数足够多,式(7.3.21)中的 N_A^3 项起主要作用,标准孤子的定时抖动近似为[175]

$$\frac{\sigma_t^2}{T_0^2}=\frac{S_{\mathrm{ASE}}L_T^3}{9E_sL_D^2L_A} \tag{7.3.23}$$

比较式(7.3.20)和式(7.3.23),可以发现由于 DM 孤子的能量高得多,定时抖动被降低了。

由于定时抖动最终限制了孤子系统的性能,因此在孤子能够实用之前,有必要找到定时抖动问题的一个解决方案。20 世纪 90 年代,提出了几种方法来控制定时抖动[187~208]。早在 1991 年,就提出用光学滤波器来控制定时抖动[187~189]。这一方法利用了 ASE 噪声在整个放大器带宽内产生而孤子频谱仅占放大器带宽的一小部分这一事实。选择光学滤波器的带宽,使孤子比特流通过滤波器,而大部分 ASE 噪声被阻隔。若每台放大器后都放置一个光学滤波器,则会改善信噪比,因为 ASE 噪声降低,而且同时降低了定时抖动。在 1991 年的一个实验中[188],发现情况的确如此,但定时抖动的减小不到 50%。

如果使相继的光学滤波器的中心频率沿光纤链路缓慢滑动,那么滤波法也能明显改善孤子系统的性能。这种滑频滤波器避免了 ASE 在滤波器带宽内的累积,同时抑制了定时抖动的增长[190]。滑频滤波器的物理机制可以如下理解:由于滤波器的通带发生位移,孤子也位移其频谱,以把滤波器引起的损耗减至最小。与之相反,ASE 的频谱不能产生位移。总的结果是,当孤子频谱的位移超过其自身的带宽时,在几个放大器上累积的 ASE 噪声就能被滤掉。

图 7.17 所示为理论预测的采用滑频滤波器降低标准孤子的定时抖动的情况[190],其中实线和点线分别表示未采用和采用滑频滤波器的情况。抖动与比特率相关的特性归因于声波的贡献;$B=0$的曲线表示戈登-豪斯(Gordon-Haus)抖动的贡献。滑频滤波器有助于减小这两类定时抖动,允许 10 Gbps 孤子的传输距离超过 20 000 km。在没有滑频滤波器时,定时抖动变得如此之大,10 Gbps 孤子系统的传输距离不到 8000 km。通过数值求解包括 ASE 和滑频滤波器影响的 NLS 方程[190],计算得到的 10 Gbps 孤子系统在 10 000 km 距离处的定时抖动的高斯曲线拟合结果见图 7.17 中的插图。可见,定时抖动的分布近似为高斯形,标准差约为 1.76 ps。在没有滑频滤波器时,同样条件下的定时抖动超过 10 ps。

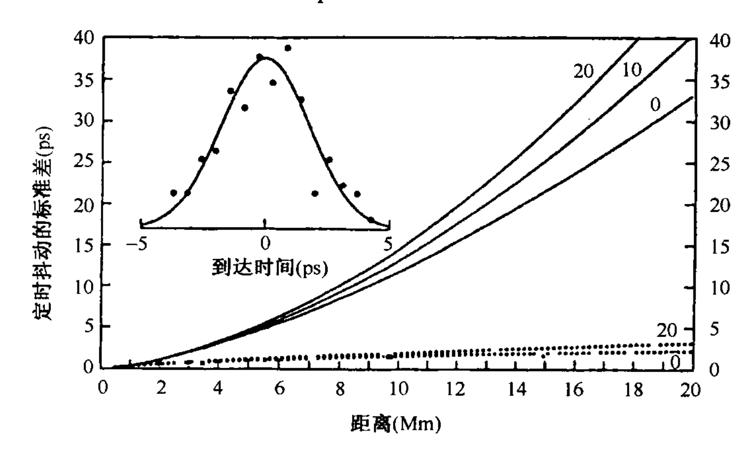


图 7.17　用滑频滤波器降低标准孤子的定时抖动[190]

孤子系统还在许多其他方面受益于光学滤波器。使用光学滤波器能降低相邻孤子的互作用[191],其物理机制与在每个滤波器中孤子相位的变化有关。滤波导致两相邻孤子相对相位的快速变化,孤子从吸引到排斥交替出现,总的互作用是取平均的结果。光学滤波器还有助于降低色散波的累积[192],原因容易理解。由于孤子频谱随滤波器位移,更早阶段产生的色散波和ASE一起被滤波器阻隔。尽管滑频滤波器有多个优点,但因为网络管理问题,它们很少在实际应用中应用。

用同步振幅调制方法还能在时域上控制孤子,这种方法在实际应用中是用 $LiNbO_3$ 调制器实现的[193]。其工作原理是,对已从初始位置(比特槽中心)移开的孤子引入附加损耗,调制器强迫孤子移向其透射峰(因为此处损耗最小),这些透射峰在时间上是等间隔的,因此定时抖动被显著降低。

同步调制方法还可以用相位调制器实现[194]。周期性相位调制的作用可以这样理解,频移与所有时间相关的相位变化相联系,而孤子频率的变化等效于群速度的改变,因此相位调制将产生一个时间上的位移。仅当孤子从比特槽的中心移开时,孤子才经历一个频移;同步相位调制可以将孤子限制在其初始位置,尽管 ASE 或其他源可能感应定时抖动。强度和相位调制结合使用能进一步提高系统的性能[195]。

同步调制与光学滤波器相结合能同时在时域和频域中控制孤子。实际上,这种结合允许任意长的传输距离[196]。强度调制器的使用还允许相对大的放大器间距,这是通过降低色散波的影响实现的。1995 年,利用调制器的这一特性在 150 000 km 距离上传输 20 Gbps 的孤子[197],其中放大器间距为 105 km。同步调制器还有助于降低孤子互作用及箝制放大器的噪声水平。同步调制器的主要缺点是,它们需要一个与原始比特流同步的时钟信号。

几种其他方法也用于定时抖动的控制。其中一种方法是,沿光纤链路周期性地插入可饱和吸收体,这种器件能吸收低强度光,如 ASE 和色散波,但孤子不受影响,因为在高强度下可饱和吸收体是透明的。为了有效工作,可饱和吸收体的响应时间应小于孤子宽度,但实际应用中很难找到能在如此短的时间内产生响应的吸收体。非线性光纤环形镜(见 2.3.3 节)可作为快可饱和吸收体使用,其不但能降低孤子的定时抖动,还能稳定孤子的振幅[199]。利用 XPM 还能实现孤子序列的再定时[200]。在该方案中,光纤中的孤子数据流和只有"1"比特构成的另一个脉冲序列(光时钟)发生交叠,XPM 对信号比特流中的每个孤子感应一个非线性相移,仅当孤子不在比特槽的中间时,这样的相位调制才能转化成一个净频移。与同步调制的情形类似,频移的方向应能保证孤子被限制在比特槽的中心。其他非线性效应,如 SRS[201] 和 FWM[202],也能用来控制孤子参量。分布放大技术也有助于降低定时抖动[186]。

7.4 准线性光波系统

准线性光波系统工作在色散管理链路的一个特殊区域,此区域中所有光纤段内的局部色散长度远小于非线性长度。这种方法非常适合工作在 40 Gbps 或更高比特率以及利用相对短的光脉冲的系统,短脉冲沿光纤链路传输时,其能量迅速在多个比特上扩展。这种扩展降低了脉冲的峰值功率,使 SPM 对每个脉冲的影响减弱。有几种方法可以设计这样的系统。在其中一种方法中,脉冲在整个链路上展宽,而在接收端用色散补偿器件将脉冲压缩回原来的宽度。在另一种方法中,光脉冲甚至在入射到光纤链路中之前使用 DCF 展宽(预补偿),然后在光纤链路内被缓慢压缩,而无需后补偿。

由于在所有准线性系统中,光脉冲在其指定的比特槽外被大大展宽,它们相互交叠,并通过NLS方程中的非线性项彼此相互作用。事实说明,属于不同WDM信道的比特码的展宽产生了一个平均效应,使信道间(interchannel)的非线性效应大大降低了[209]。然而,与此同时,同一信道的"1"比特之间的互作用得到增强,结果产生了新的信道内(intrachannel)非线性效应,如果不加以控制,那么这种非线性效应就会限制系统的性能。这样,准线性系统远不是线性的。一个重要问题是,脉冲展宽是否有助于从总体上降低光纤的非线性效应,并允许将更高的功率入射到光纤链路中?答案是肯定的。这一节将重点讨论信道内的非线性效应,并研究它们是如何影响准线性光波系统的。

7.4.1　信道内非线性效应

准线性系统的主要限制源于相邻的交叠脉冲之间的非线性互作用。从1999年起,这种信道内的非线性效应就被广泛研究[210~224]。在一种数值方法中,采用下面的输入求解伪随机比特流的NLS方程(7.2.7):

$$U(0,t)=\sum_{j=1}^{M}U_j(0,t-t_j) \tag{7.4.1}$$

式中,$t_j=jT_b$,T_b是比特槽的宽度,M是数值模拟中包含的比特总数。若第m个脉冲表示"0"比特,则$U_m=0$;若第m个脉冲代表"1"比特,则U_m决定了输入脉冲的形状。

尽管数值模拟对实际系统的设计非常重要,但只用关注3个相邻脉冲的半解析方法就能获得相当丰富的物理图像。若将方程(7.2.7)总的光场写成$U=U_1+U_2+U_3$,则该方程可以简化成下面一组3个耦合NLS方程[209]:

$$i\frac{\partial U_1}{\partial z}-\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 U_1}{\partial t^2}+\gamma P_0 p(z)[(|U_1|^2+2|U_2|^2+2|U_3|^2)U_1+U_2^2U_3^*]=0 \tag{7.4.2}$$

$$i\frac{\partial U_2}{\partial z}-\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 U_2}{\partial t^2}+\gamma P_0 p(z)[(|U_2|^2+2|U_1|^2+2|U_3|^2)U_2+2U_1U_2^*U_3]=0 \tag{7.4.3}$$

$$i\frac{\partial U_3}{\partial z}-\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 U_3}{\partial t^2}+\gamma P_0 p(z)[(|U_3|^2+2|U_1|^2+2|U_2|^2)U_3+U_2^2U_1^*]=0 \tag{7.4.4}$$

式中,第一个非线性项对应SPM;接下来的两项源自其他两个脉冲感应的XPM,由于这两项代表属于同一个信道的脉冲间的XPM互作用,因此这一现象称为信道内XPM;最后一项类似于FWM(见4.3节),它是造成信道内FWM的原因。尽管乍看起来,同一个信道内的脉冲之间发生FWM好像有点奇怪,但不要忘了每个脉冲的频谱都有位于载频两侧的调制边带。如果两个或更多个交叠脉冲的边带同时出现在同一个时间窗内,它们就会通过FWM相互作用,并且在相互作用的脉冲之间转移能量。这一现象还能在时域中产生新脉冲,这样的脉冲称为遮蔽脉冲(shadow pulse)[210]或鬼脉冲(ghost pulse)[211]。它们极大地影响了系统性能,尤其是在"0"比特时隙内产生的那些脉冲[219]。

可以将上面的方法推广到3个以上脉冲的情形。假设式(7.4.1)可用在任意距离z处,NLS方程(7.2.7)可以写成

$$\sum_{j=1}^{M}\left(i\frac{\partial U_j}{\partial z}-\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 U_j}{\partial t^2}\right)=-\gamma P_0 p(z)\sum_{j=1}^{M}\sum_{k=1}^{M}\sum_{l=1}^{M}U_jU_k^*U_l \tag{7.4.5}$$

式中,右边的三重求和包括了所有非线性效应。当$j=k=l$时产生SPM效应;$j=k\neq l$和$j\neq k=l$的项产生XPM;其余项导致信道内的FWM。式(7.4.5)右边三重求和中的每个非线性

项都在 $t_j+t_l-t_k$ 附近的时间区域提供各自的贡献，$t_j+t_l-t_k$ 这一关系类似于不同频率的波之间的相位匹配条件[209]。这一关系可用来识别对某一特定脉冲有贡献的所有非线性项。需要着重指出的是，尽管在传输过程中所有脉冲的总能量保持为常量，但任何个体脉冲的能量由于信道内 FWM 而能够改变。

对于两侧被几个"0"比特围绕的单脉冲，令方程(7.4.2)至方程(7.4.4)中的 $U_1=U_3=0$，所得的关于 U_2 的方程与原始 NLS 方程(7.2.7)完全相同。这种情形下的 SPM 效应已经在 7.3 节中通过方程(7.3.16)和方程(7.3.17)做了研究，主要借助于变分法或矩方法。正如在那里看到的，由于准线性系统中脉冲的峰值功率低得多，因而 SPM 的影响被大大降低。另外，当脉冲从一个光纤段传输到下一个光纤段时，其频谱展宽和压缩形成的频域中的呼吸效应也降低了 SPM 的影响。但是，信道内 XPM 和 FWM 效应不可忽略。尽管信道内 XPM 只是影响每个脉冲的相位，但这一相移是时间相关的，因此会影响脉冲的载频。正如后面要讨论的，所产生的频率啁啾通过光纤色散导致定时抖动[213]。

其他方面，信道内 XPM 和 FWM 对准线性系统性能的影响取决于色散图的选择[209]。通常，色散管理系统的优化需要调节许多设计参量，如入射功率、放大器间距及 DCF 的位置等[212]。在 2000 年的一个实验中[225]，通过同步调制技术实现了 40 Gbps 信号的越洋传输，尽管使用的是标准光纤。在 2002 年的一个实验中[226]，用同步调制并结合全光再生，将传输距离增加到 10^6 km。

7.4.2 信道内 XPM

为理解信道内 XPM 是如何在准线性系统中引入定时抖动的，考虑两个孤立的"1"比特，为此令方程(7.4.2)至方程(7.4.4)中的 $U_3=0$。每个脉冲的光场满足方程

$$i\frac{\partial U_n}{\partial z}-\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 U_n}{\partial t^2}+\gamma P_0 p(z)(|U_n|^2+2|U_{3-n}|^2)U_n=0 \tag{7.4.6}$$

式中，$n=1$ 或 2。显然，最后一项导致 XPM。若暂时忽略 GVD 效应，则此项表明，在短距离 Δz 上，每个脉冲的相位被另一个脉冲以非线性方式位移，其大小为

$$\phi_n(z,t)=2\gamma P_0 p(z)\Delta z|U_{3-n}(z,t)|^2 \tag{7.4.7}$$

由于这一相移取决于脉冲形状，因此它沿脉冲变化并产生一个频率啁啾，

$$\delta\omega_n\equiv-\frac{\partial\phi_n}{\partial t}=-2\gamma P_0 p(z)\Delta z\frac{\partial}{\partial t}|U_{3-n}(z,t)|^2 \tag{7.4.8}$$

这一频移称为 XPM 感应啁啾。脉冲载频的这一位移将通过脉冲群速度的变化转换为脉冲位置的位移，若所有脉冲在时间上的位移量相同，则这一效应就无害；但是，时间位移取决于围绕每个脉冲的比特模式，而比特模式的变化取决于传输的数据，因而脉冲在各自时隙内的位移是不同的，这一特性称为 XPM 感应定时抖动。正如后面将要看到的，XPM 还引入了振幅起伏。

XPM 感应定时抖动取决于色散图的细节，如果不小心地抑制它，那么它就会变得相当大。作为这种抖动导致性能劣化的例子[209]，图 7.18 给出了当 128 位的伪随机比特流（比特槽为25 ps）在 $D=4$ ps/(km·nm)的80 km 长的色散位移光纤中传输时的数值模拟结果，其中用虚线给出了输入比特流。为增强 XPM 效应，入射功率选取为 18 dBm，首先通过一段预补偿光纤（$DL=-17$ ps/nm）对 5 ps 输入高斯脉冲引入啁啾，输出比特流表现出导致接收端眼图严重劣化的振幅抖动和定时抖动。图 7.18 中的数值模拟是用"0"和"1"比特组成的伪随机序列实现的。这一序列的长度一般低于 512 位，以使计算时间在可控范围内。事实表明，一些传输线的模拟结果和伪随机序列的长度有关，但在比特数目增加到 10 000 个以上之前，数值模拟无法提供一个准确的估计[227]。

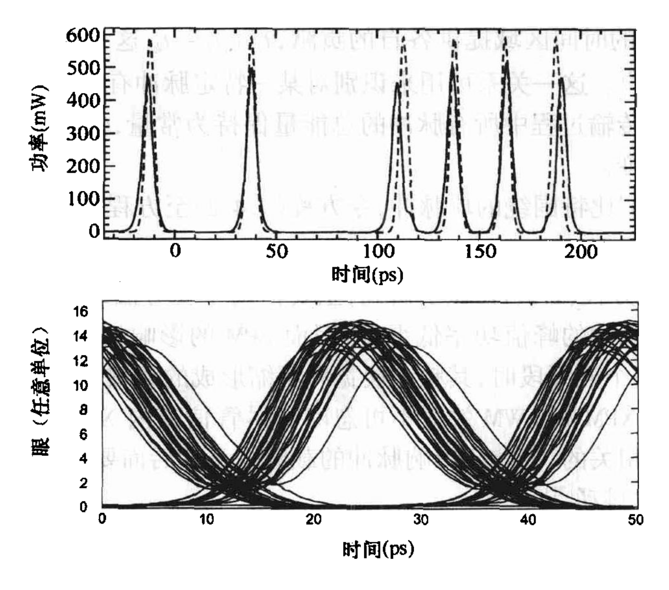


图 7.18　$D=4$ ps/(km·nm)的 80 km 光纤输出端的比特流和眼图[209]

7.4.3　信道内 FWM

与信道内 XPM 的情形不同，信道内 FWM 将能量从一个脉冲转移到相邻的脉冲中。特别是，它能在表示“0”且最初没有脉冲的比特槽中产生新的脉冲。对任何光波系统而言，这样的 FWM 产生脉冲(称为鬼脉冲或遮蔽脉冲)是有害的，因为如果它们的振幅变得比较可观，就能产生额外的误码[210]。早在 1992 年，当用一对超短脉冲(每个脉冲均被展宽到 90 ps)在光纤中传输时，观察到了鬼脉冲[228]。但是直到 1999 年后发现鬼脉冲会影响采用强色散管理的光波系统的性能时，这一现象才引起关注[211]。

作为信道内 FWM 造成系统性能劣化的一个例子，图 7.19 给出了对 40 Gbps 系统在 $D=17$ ps/(km·nm)的 80 km 长的标准光纤末端的数值模拟结果[209]，同时用虚线给出了输入比特流。首先通过 $DL=-527$ ps/nm 的预补偿光纤传输 5 ps 的高斯形输入脉冲，使其引入啁啾，由于输入脉冲的迅速展宽，定时抖动被大大降低了。但是，在所有“0”比特槽中出现的鬼脉冲使眼图被极大地劣化。图中看到的振幅起伏也是源于信道内 FWM 的。

与信道内 XPM 相比，信道内 FWM 的解析处理更为复杂。一种微扰法已经能够相当成功地用于描述信道内非线性的影响[213]，尽管对大的定时抖动，这种方法的精度迅速下降。这种方法的主要优点是，不需要假定一个特定的脉冲形状，而且很容易推广到伪随机比特流的情形[216~218]。微扰法的主要思想是，假设 NLS 方程(7.2.7)的解能够写成以下形式：

$$U(z,t)=\sum_{j=1}^{M}U_j(z,t-t_j)+\sum_{j=1}^{M}\sum_{k=1}^{M}\sum_{l=1}^{M}\Delta U_{jkl}(z,t) \tag{7.4.9}$$

式中，M 是比特数目，U_j 表示最初位于 $t=t_j$ 的第 j 个比特的振幅，ΔU_{jkl} 是非线性项引起的微扰。式(7.4.9)中的第一项表示忽略 NLS 方程中的非线性项($\gamma=0$)得到的零阶解，此解具有解析形式；第二项代表所有非线性效应的贡献，也可以用一阶微扰理论得到它的封闭解析解的形式[213]。

如前所述，信道内 FWM 还能导致振幅起伏。从物理意义上讲，只要微扰 ΔU_{jkl} 落在“1”比特占据的比特槽内，它就和那个比特的振幅产生拍作用，这个拍作用改变了每个“1”比特的振幅，其改变量不仅取决于伪随机比特模式，而且还取决于相邻脉冲的相对相位。在周期色散图的情

形中，能量起伏沿光纤链路只是线性增长[218]。而且，通过采用能使平均功率沿光纤链路变化不太大的分布放大方案，能够大大降低能量起伏。

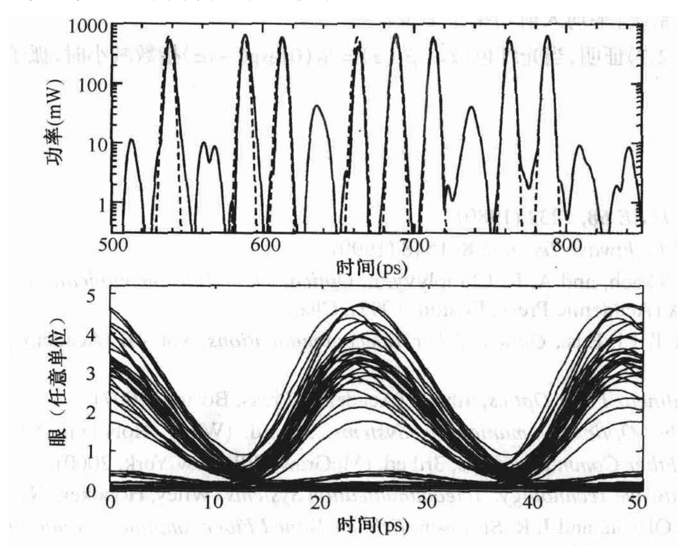


图 7.19 $D=17$ ps/(km·nm)的 80 km 光纤输出端的比特流和眼图[209]

习题

7.1 对较短的集总放大器($\alpha=\beta_2=\gamma=T_2=0$)，解方程(7.1.1)，并证明 ASE 噪声的谱密度为 $S_{sp}=(G-1)n_{sp}h\nu_0$。

7.2 一个 4000 km 长的光波系统含 50 台放大器，放大器间距为 80 km；若设计成放大器间距为 100 km，共 40 台放大器，则 ASE 噪声将改变多少？假设光缆损耗为 0.25 dB/km。

7.3 解释色散管理的基本思想。证明当忽略非线性和三阶色散效应时，输入脉冲形状在平均 GVD 为零的光纤链路的末端得到恢复。

7.4 对于 20 km 长的光纤段，布里渊阈值为 5 mW，给出两种使布里渊阈值提高到 10 mW 以上的方法。

7.5 在 WDM 系统中，SRS 这种非线性现象是如何导致串扰的？实际应用中怎样能降低串扰？

7.6 计算忽略 GVD 但包含损耗的长度为 L 的光纤末端的 SPM 感应相移。估计当 $\alpha=0.2$ dB/km，$\gamma=2\ \text{W}^{-1}/\text{km}$ 和 $L=20$ km 时，产生 π 相移所需的功率。

7.7 在 WDM 系统中，为什么 XPM 感应串扰对信道间隔的某些取值是增强的。

7.8 求解方程(7.2.19)，证明 FWM 效率确实是由式(7.2.21)给出的。

7.9 一个 10 Gbps 的孤子系统工作在 1.55 μm，用 $D=2$ ps/(km·nm)的常数色散光纤传输，光纤有效模场面积为 50 μm^2，求 30 ps 宽(指的是 FWHM)的基阶孤子所需的峰值功率和脉冲能量。取 $n_2=2.6\times10^{-20}\ \text{m}^2/\text{W}$。

7.10 用直接代入法证明，式(7.3.9)给出的孤子解满足 NLS 方程。

7.11 用数值方法解方程(7.3.1)，绘出三阶孤子和五阶孤子在一个孤子周期上的演化图。将你得到的结果与图 7.11 中的结果进行比较，评述一下两者的主要差别。

7.12 用数值方法证明基阶孤子在 100 个色散长度上传输时，孤子形状不发生变化。用同样峰值功率的高斯脉冲入射，重复上面的数值模拟，并解释所得结果。

7.13 设计一个 10 Gbps 的孤子光波系统，为确保孤子充分分开，取 $T_0/T_b=0.1$。计算信号的脉宽、峰值功率、脉冲能量和平均功率。假设 $\beta_2=-1\ \text{ps}^2/\text{km}$，$\gamma=2\ \text{W}^{-1}/\text{km}$。

7.14 证明，当用光放大器周期性地补偿光纤损耗 α 时，标准孤子的能量应以因子 $G\ln G/(G-1)$ 增加。其中 $G=\exp(\alpha L_A)$ 是放大器增益，L_A 是两相邻放大器的间距。

7.15 一个 10 Gbps 的孤子通信系统的放大器间距为 50 km。输入脉冲的峰值功率应为多少才能保证在损耗为 0.2 dB/km 的光纤中维持基阶孤子？假设脉宽(指的是 FWHM)为 50 ps，$\beta_2 = -0.5\ \mathrm{ps^2/km}$，$\gamma = 2\ \mathrm{W^{-1}/km}$。对于这样的一个系统，平均入射功率是多少？

7.16 利用 NLS 方程(7.2.7)证明，当光纤色散以 $\beta_2(z)=\beta_2(0)\exp(-\alpha z)$ 指数减小时，孤子不受光纤损耗的干扰。

参考文献

[1] R. H. Stolen, *Proc. IEEE* **68**, 1232 (1980).
[2] A. R. Chraplyvy, *J. Lightwave Technol.* **8**, 1548 (1990).
[3] F. Forghieri, R. W. Tkach, and A. R. Chraplyvy, in *Optical Fiber Telecommunications*, I. P. Kaminow and T. L. Koch, Eds., Vol. 3A (Academic Press, Boston, 1997), Chap. 8.
[4] I. P. Kaminow and T. Li, Eds., *Optical Fiber Telecommunications*, Vol. 4B (Academic Press, Boston, 2002), Chaps. 6 and 13.
[5] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. (Academic Press, Boston, 2007).
[6] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, 3rd ed. (Wiley, Hoboken, NJ, 2002).
[7] G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, 3rd ed. (McGraw-Hill, New York, 2000).
[8] G. P. Agrawal, *Lightwave Technology: Teleommunication Systems* (Wiley, Hoboken, NJ. 2005).
[9] P. C. Becker, N. A. Olsson, and J. R. Simpson, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology* (Academic Press, Boston, 1999).
[10] E. P. Ippen and R. H. Stolen, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 539 (1972).
[11] R. G. Smith, *Appl. Opt.* **11**, 2489 (1972).
[12] D. Cotter, *Electron. Lett.* **18**, 495 (1982); *J. Opt. Commun.* **4**, 10 (1983).
[13] T. Sugie, *J. Lightwave Technol.* **9**, 1145 (1991); *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 102 (1992).
[14] X. P. Mao, R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, R. M. Jopson, and R. M. Derosier, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, 66 (1992).
[15] D. A. Fishman and J. A. Nagel, *J. Lightwave Technol.* **11**, 1721 (1993).
[16] T. Sugie, *Opt. Quantum Electron.* **27**, 643 (1995).
[17] D. Cotter, *Electron. Lett.* **18**, 504 (1982).
[18] R. G. Waarts and R. P. Braun, *Electron. Lett.* **21**, 1114 (1985).
[19] Y. Aoki, K. Tajima, and I. Mito, *J. Lightwave Technol.* **6**, 710 (1988).
[20] E. Lichtman, *Electron. Lett.* **27**, 759 (1991).
[21] A. Hirose, Y. Takushima, and T. Okoshi, *J. Opt. Commun.* **12**, 82 (1991).
[22] T. Sugie, *J. Lightwave Technol.* **9**, 1145 (1991); *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 102 (1993).
[23] M. O. van Deventer, J. J. G. M. van der Tol, and A. J. Boot, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 291 (1994).
[24] S. Rae, I. Bennion, and M. J. Carswell, *Opt. Commun.* **123**, 611 (1996).
[25] A. Djupsjöbacka, G. Jacobsen, and B. Tromborg, *J. Lightwave Technol.* **18**, 416 (2000).
[26] D. Cotter, *Electron. Lett.* **18**, 638 (1982).
[27] M. Tsubokawa, S. Seikai, T. Nakashima, and N. Shibata, *Electron. Lett.* **22**, 473 (1986).
[28] N. Yoshizawa and T. Imai, *J. Lightwave Technol.* **11**, 1518 (1993).
[29] K. Shiraki, M. Ohashi, and M. Tateda, *Electron. Lett.* **31**, 668 (1995).
[30] K. Shiraki, M. Ohashi, and M. Tateda, *J. Lightwave Technol.* **14**, 50 (1996).
[31] M. M. Howerton, W. K. Burns, and G. K. Gopalakrishnan, *J. Lightwave Technol.* **14**, 417 (1996).
[32] J. Hansryd, F. Dross, M. Westlund, P. A. Andrekson, and S. N. Knudsen, *J. Lightwave Technol.* **19**, 1691 (2001).
[33] H. Lee and G. P. Agrawal, *Opt. Express* **11**, 3467 (2003).
[34] A. Kobyakov, S. Kumar, D. Q. Chowdhury, A. Boh Ruffin, M. Sauer, S. R. Bickham, and R. Mishra, *Opt. Express* **13**, 5338 (2005).
[35] R. H. Stolen, E. P. Ippen, and A. R. Tynes, *Appl. Phys. Lett.* **20**, 62 (1972).
[36] A. R. Chraplyvy, *Electron. Lett.* **20**, 58 (1984).
[37] A. M. Hill, D. Cotter, and I. Wright, *Electron. Lett.* **20**, 247 (1984).
[38] M. S. Kao and J. Wu, *J. Lightwave Technol.* **7**, 1290 (1989).

[39] A. R. Chraplyvy and R. W. Tkach, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 666 (1993).
[40] F. Forghieri, R. W. Tkach, and A. R. Chraplyvy, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **7**, 101 (1995).
[41] S. Tariq and J. C. Palais, *Fiber Integ. Opt.* **15**, 335 (1996).
[42] D. N. Christodoulides and R. B. Jander, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 1722 (1996).
[43] J. Wang, X. Sun, and M. Zhang, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 540 (1998).
[44] M. E. Marhic, F. S. Yang, and L. G. Kazovsky, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 957 (1998).
[45] S. Bigo, S. Gauchard. A Bertaina, and J. P. Hamaide, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 671 (1999).
[46] A. G. Grandpierre, D. N. Christodoulides, and J. Toulouse, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 1271 (1999).
[47] K.-P. Ho, *J. Lightwave Technol.* **18**, 915 (2000).
[48] S. Norimatsu and T. Yamamoto, *J. Lightwave Technol.* **19**, 159 (2001).
[49] X, Zhou, and M. Birk, *J. Lightwave Technol.* **21**, 2194 (2003).
[50] T. Yamamoto and S. Norimatsu, *J. Lightwave Technol.* **21**, 2229 (2003).
[51] D. Anderson, *Phys. Rev. A* **27**, 3135 (1983).
[52] M. J. Potasek, G. P. Agrawal, and S. C. Pinault, *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 205 (1986).
[53] D. Marcuse, *J. Lightwave Technol.* **10**, 17 (1992).
[54] P. A. Bélanger and N. Bélanger, *Opt. Commun.* **117**, 56 (1995).
[55] N. Kikuchi and S. Sasaki, *J. Lightwave Technol.* **13**, 868 (1995).
[56] M. Florjanczyk and R. Tremblay, *J. Lightwave Technol.* **13**, 1801 (1995).
[57] Q. Yu and C. Fan, *J. Lightwave Technol.* **15**, 444 (1997).
[58] M. J. Potasek and G. P. Agrawal, *Electron. Lett.* **22**, 759 (1986).
[59] M. Suzuki, I. Morita, N. Edagawa, S. Yamamoto, H. Taga, and S. Akiba, *Electron. Lett.* **31**, 2027 (1995).
[60] S. Wabnitz, I. Uzunov, and F. Lederer, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 1091 (1996).
[61] A. Naka, T. Matsuda, and S. Saito, *Electron. Lett.* **32**, 1694 (1996).
[62] J. P. Hamide, P. Emplit, and J. M. Gabriagues, *Electron. Lett.* **26**, 1452 (1990).
[63] D. Marcuse, *J. Lightwave Technol.* **9**, 356 (1991).
[64] M. Murakami and S. Saito, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, 1269 (1992).
[65] K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 221 (1993).
[66] F. Matera, A. Mecozzi, M. Romagnoli, and M. Settembre, *Opt. Lett.* **18**, 1499 (1993).
[67] A. Mecozzi, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 462 (1994).
[68] M. Yu, G. P. Agrawal, and C. J. McKinstrie, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 1126 (1995).
[69] N. J. Smith and N. J. Doran, *Opt. Lett.* **21**, 570 (1996).
[70] C. Lorattanasane and K. Kikuchi, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 1084 (1997).
[71] R. A. Saunders, B. A. Patel, and D. Garthe, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9**, 699 (1997).
[72] R. Q. Hui, M. O'Sullivan, A. Robinson, and M. Taylor, *J. Lightwave Technol.* **15**, 1071 (1997).
[73] E. Ciaramella and M. Tamburrini, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 1608 (1999).
[74] A. R. Chraplyvy and J. Stone, *Electron. Lett.* **20**, 996 (1984).
[75] D. Marcuse, A. R. Chraplyvy, and R. W. Tkach, *J. Lightwave Technol.* **12**, 885 (1994).
[76] T. K. Chiang, N. Kagi, M. E. Marhic, and L. G. Kazovsky, *J. Lightwave Technol.* **14**, 249 (1996).
[77] M. Shtaif, M. Eiselt, R. W. Tkach, R. H. Stolen, and A. H. Gnauck, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 1796 (1998).
[78] A. V. T. Cartaxo, *J. Lightwave Technol.* **17**, 178 (1999).
[79] L. Rapp, *J. Opt. Commun.* **20**, 29 (1999); *J. Opt. Commun.* **20**, 144 (1999).
[80] R. Hui, K. R. Demarest, and C. T. Allen, *J. Lightwave Technol.* **17**, 1018 (1999).
[81] S. Bigo, G. Bellotti, and M. W. Chbat, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 605 (1999).
[82] M. Eiselt, M. Shtaif, and L. D. Garettt, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 748 (1999).
[83] L. E. Nelson, R. M. Jopson, A. H. Gnauck, and A. R. Chraplyvy, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 907 (1999).
[84] M. Eiselt, M. Shtaif, R. W. Tkach, F. A. Flood, S. Ten, and D. Butler, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 1575 (1999).
[85] G. J. Pendock, S. Y. Park, A. K. Srivastava, S. Radic, J. W. Sulhoff, C. L. Wolf, K. Kantor, and Y. Sun, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 1578 (1999).
[86] M. Shtaif, M. Eiselt, and L. D. Garettt, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 88 (2000).
[87] J. J. Yu and P. Jeppesen, *Opt. Commun.* **184**, 367 (2000).

[88] R. I. Killey, H. J. Thiele, V. Mikhailov, and P. Bayvel, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 804 (2000).
[89] G. Bellotti, S. Bigo, P. Y. Cortes, S. Gauchard, and S. LaRochelle, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 1403 (2000).
[90] S. Betti and M. Giaconi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 1304 (2001).
[91] H. J. Thiele, R. I. Killey, and P. Bayvel, *Opt. Fiber Technol.* **8**, 71 (2002).
[92] Q. Lin and G. P. Agrawal, *J. Lightwave Technol.* **22**, 977 (2004).
[93] R. S. Luís and A. V. T. Cartaxo, *J. Lightwave Technol.* **23**, 1503 (2005).
[94] H. Kim, *J. Lightwave Technol.* **21**, 1770 (2003).
[95] A. H. Gnauck and P. J. Winzer, *J. Lightwave Technol.* **23**, 115 (2005).
[96] K. P. Ho and H. C. Wang, *J. Lightwave Technol.* **24**, 396 (2006).
[97] N. Shibata, R. P. Braun, and R. G. Waarts, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 1205 (1987).
[98] M. W. Maeda, W. B. Sessa, W. I. Way, A. Yi-Yan, L. Curtis, R. Spicer, and R. I. Laming, *J. Lightwave Technol.* **8**, 1402 (1990).
[99] K. Inoue, *J. Lightwave Technol.* **10**, 1553 (1992); **12**, 1023 (1994).
[100] A. R. Chraplyvy, A. H. Gnauck, R. W. Tkach, and R. M. Derosier, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 1233 (1993).
[101] K. Inoue, K. Nakanishi, K. Oda, and H. Toba, *J. Lightwave Technol.* **12**, 1423 (1994).
[102] K. Inoue and H. Toba, *J. Lightwave Technol.* **13**, 88 (1995).
[103] F. Forghieri, R. W. Tkach, and A. R. Chraplyvy, *J. Lightwave Technol.* **13**, 889 (1995).
[104] A. Yu and M. J. O'Mahony, *IEE Proc.* **142**, 190 (1995).
[105] H. Taga, *J. Lightwave Technol.* **14**, 1287 (1996).
[106] W. Zeiler, F. Di Pasquale, P. Bayvel, and J. E. Midwinter, *J. Lightwave Technol.* **14**, 1933 (1996).
[107] J. S. Lee, D. H. Lee, and C. S. Park, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 825 (1998).
[108] D. F. Grosz, C. Mazzali, S. Celaschi, A. Paradisi, and H. L. Fragnito, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 379 (1999).
[109] M. Eiselt, *J. Lightwave Technol.* **17**, 2261 (1999).
[110] S. Song, C. T. Allen, K. R. Demarest, and R. Hui, *J. Lightwave Technol.* **17**, 2285 (1999).
[111] H. Suzuki, S. Ohteru, and N. Takachio, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 1677 (1999).
[112] M. Nakajima, M. Ohashi, K. Shiraki, T. Horiguchi, K. Kurokawa, and Y. Miyajima, *J. Lightwave Technol.* **17**, 1814 (1999).
[113] M. Eiselt, *J. Lightwave Technol.* **17**, 2261 (1999).
[114] K.-D. Chang, G.-C. Yang, and W. C. Kwong, *J. Lightwave Technol.* **18**, 2113 (2000).
[115] M. Manna and E. A. Golovchenko, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 929 (2002).
[116] S. Betti, M. Giaconi, and M. Nardini, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 1079 (2003).
[117] M. Wu and W. I. Way, *J. Lightwave Technol.* **22**, 1483 (2004).
[118] I. Neokosmidis, T. Kamalakis, A. Chipouras, and T. Sphicopoulos, *J. Lightwave Technol.* **23**, 1137 (2005).
[119] E. Yamazaki, F. Inuzuka, K. Yonenaga, A. Takada, and M. Koga, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **19**, 9 (2007).
[120] A. Hasegawa and M. Matsumoto, *Optical Solitons in Fibers* (Springer, New York, 2002).
[121] Y. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical Solitons* (Academic Press, Boston, 2003), Chap. 4.
[122] L. F. Mollenauer and J. P. Gordon, *Solitons in Optical Fibers* (Academic Press, Boston, 2007).
[123] M. J. Ablowitz and P. A. Clarkson, *Solitons, Nonlinear Evolution Equations, and Inverse Scattering* (Cambridge University Press, New York, 2003).
[124] P. G. Drazin and R. S. Johnson, *Solitons: an Introduction* (Cambridge University Press, New York, 2002).
[125] M. Remoissenet, *Waves Called Solitons: Concepts and Experiments* (Springer, New York, 2003).
[126] V. E. Zakharov and A. B. Shabat, *Sov. Phys. JETP* **34**, 62 (1972).
[127] A. Hasegawa and F. Tappert, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 142 (1973).
[128] J. Satsuma and N. Yajima, *Prog. Theor. Phys.* **55**, 284 (1974).
[129] V. E. Zakharov and A. B. Shabat, *Sov. Phys. JETP* **37**, 823 (1973).
[130] A. Hasegawa and F. Tappert, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 171 (1973).
[131] W. J. Tomlinson, R. J. Hawkins, A. M. Weiner, J. P. Heritage, and R. N. Thurston, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 329 (1989).
[132] P. Emplit, M. Haelterman, and J. P. Hamaide, *Opt. Lett.* **18**, 1047 (1993).
[133] Y. S. Kivshar and B. Luther-Davies, *Phys. Rep.* **298**, 81 (1998).
[134] Y. Kodama and A. Hasegawa, *Opt. Lett.* **7**, 339 (1982); **8**, 342 (1983).

[135] Z. M. Liao, C. J. McKinstrie, and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 514 (2000).
[136] A. Hasegawa, *Opt. Lett.* **8**, 650 (1983); *Appl. Opt.* **23**, 3302 (1984).
[137] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and M. N. Islam, *Opt. Lett.* **10**, 229 (1985).
[138] L. F. Mollenauer and K. Smith, *Opt. Lett.* **13**, 675 (1988).
[139] L. F. Mollenauer, B. M. Nyman, M. J. Neubelt, G. Raybon, and S. G. Evangelides, *Electron. Lett.* **27**, 178 (1991).
[140] K. Tajima, *Opt. Lett.* **12**, 54 (1987).
[141] N. J. Smith, F. M. Knox, N. J. Doran, K. J. Blow, and I. Bennion, *Electron. Lett.* **32**, 54 (1996).
[142] M. Nakazawa, H. Kubota, and K. Tamura, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 452 (1996).
[143] M. Nakazawa, H. Kubota, A. Sahara, and K. Tamura, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 1088 (1996).
[144] A. B. Grudinin and I. A. Goncharenko, *Electron. Lett.* **32**, 1602 (1996).
[145] A. Berntson, N. J. Doran, W. Forysiak, and J. H. B. Nijhof, *Opt. Lett.* **23**, 900 (1998).
[146] J. N. Kutz, P. Holmes, S. G. Evangelides, and J. P. Gordon, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 87 (1998).
[147] S. K. Turitsyn, I. Gabitov, E. W. Laedke, V. K. Mezentsev, S. L. Musher, E. G. Shapiro, T. Schafer, and K. H. Spatschek, *Opt. Commun.* **151**, 117 (1998).
[148] T. I. Lakoba and D. J. Kaup, *Phys. Rev. E* **58**, 6728 (1998).
[149] S. K. Turitsyn and E. G. Shapiro, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 1321 (1999).
[150] I. R. Gabitov, E. G. Shapiro, and S. K. Turitsyn, *Phys. Rev. E* **55**, 3624 (1997).
[151] M. J. Ablowitz and G. Bioindini, *Opt. Lett.* **23**, 1668 (1998).
[152] C. Paré and P. A. Bélanger, *Opt. Lett.* **25**, 881 (2000).
[153] J. H. B. Nijhof, N. J. Doran, W. Forysiak, and F. M. Knox, *Electron. Lett.* **33**, 1726 (1997).
[154] V. S. Grigoryan and C. R. Menyuk, *Opt. Lett.* **23**, 609 (1998).
[155] J. N. Kutz and S. G. Evangelides, *Opt. Lett.* **23**, 685 (1998).
[156] Y. Chen and H. A. Haus, *Opt. Lett.* **23**, 1013 (1998).
[157] J. H. B. Nijhof, W. Forysiak, and N. J. Doran, *Opt. Lett.* **23**, 1674 (1998).
[158] S. K. Turitsyn, J. H. B. Nijhof, V. K. Mezentsev, and N. J. Doran, *Opt. Lett.* **24**, 1871 (1999).
[159] S. K. Turitsyn, M. P. Fedoruk, and A. Gornakova, *Opt. Lett.* **24**, 969 (1999).
[160] L. J. Richardson, W. Forysiak, and N. J. Doran, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 209 (2001).
[161] E. Poutrina and G. P. Agrawal, *Opt. Commun.* **206**, 193 (2002).
[162] S. Waiyapot, S. K. Turitsyn, and V. K. Mezentsev, *J. Lightwave Technol.* **20**, 2220 (2002).
[163] C. Xie, L. F. Mollenauer, and N. Mamysheva, *J. Lightwave Technol.* **21**, 769 (2003).
[164] E. Poutrina and G. P. Agrawal, *J. Lightwave Technol.* **21**, 990 (2003).
[165] A. Naka, T. Matsuda, and S. Saito, *Electron. Lett.* **32**, 1694 (1996).
[166] I. Morita, M. Suzuki, N. Edagawa, S. Yamamoto, H. Taga, and S. Akiba, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 1573 (1996).
[167] J. M. Jacob, E. A. Golovchenko, A. N. Pilipetskii, G. M. Carter, and C. R. Menyuk, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9**, 130 (1997).
[168] G. M. Carter and J. M. Jacob, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 546 (1998).
[169] V. S. Grigoryan, R. M. Mu, G. M. Carter, and C. R. Menyuk, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 45 (2000).
[170] R. M. Mu, C. R. Menyuk, G. M. Carter, and J. M. Jacob, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **6**, 248 (2000).
[171] A. B. Grudinin, M. Durkin, M. Isben, R. I. Laming, A. Schiffini, P. Franco, E. Grandi, and M. Romagnoli, *Electron. Lett.* **33**, 1572 (1997).
[172] F. Favre, D. Le Guen, and T. Georges, *J. Lightwave Technol.* **17**, 1032 (1999).
[173] M. Zitelli, F. Favre, D. Le Guen, and S. Del Burgo, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9**, 904 (1999).
[174] J. P. Gordon and H. A. Haus, *Opt. Lett.* **11**, 665 (1986).
[175] D. Marcuse, *J. Lightwave Technol.* **10**, 273 (1992).
[176] N. J. Smith, W. Foryisak, and N. J. Doran, *Electron. Lett.* **32**, 2085 (1996).
[177] G. M. Carter, J. M. Jacob, C. R. Menyuk, E. A. Golovchenko, A. N. Pilipetskii, *Opt. Lett.* **22**, 513 (1997).
[178] S. Kumar and F. Lederer, *Opt. Lett.* **22**, 1870 (1997).
[179] J. N. Kutz and P. K. A. Wai, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 702 (1998).
[180] T. Okamawari, A. Maruta, and Y. Kodama, *Opt. Lett.* **23**, 694 (1998); *Opt. Commun.* **149**, 261 (1998).
[181] V. S. Grigoryan, C. R. Menyuk, and R. M. Mu, *J. Lightwave Technol.* **17**, 1347 (1999).
[182] M. F. S. Ferreira and S. C. V. Latas, *J. Lightwave Technol.* **19**, 332 (2001).

[183] J. Santhanam, C. J. McKinstrie, T. I. Lakoba, and G. P. Agrawal, *Opt. Lett.* **26**, 1131 (2001).
[184] C. J. McKinstrie, J. Santhanam, and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 640 (2002).
[185] J. Santhanam and G. P. Agrawal, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **7**, 632 (2002).
[186] E. Poutrina and G. P. Agrawal, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 39 (2002); *J. Lightwave Technol.* **20**, 762 (2002).
[187] A. Mecozzi, J. D. Moores, H. A. Haus, and Y. Lai, *Opt. Lett.* **16**, 1841 (1991).
[188] L. F. Mollenauer, M. J. Neubelt, M. Haner, E. Lichtman, S. G. Evangelides, and B. M. Nyman, *Electron. Lett.* **27**, 2055 (1991).
[189] Y. Kodama and A. Hasegawa, *Opt. Lett.* **17**, 31 (1992).
[190] L. F. Mollenauer, J. P. Gordon, and S. G. Evangelides, *Opt. Lett.* **17**, 1575 (1992).
[191] V. V. Afanasjev, *Opt. Lett.* **18**, 790 (1993).
[192] M. Romagnoli, S. Wabnitz, and M. Midrio, *Opt. Commun.* **104**, 293 (1994).
[193] M. Nakazawa, E. Yamada, H. Kubota, and K. Suzuki, *Electron. Lett.* **27**, 1270 (1991).
[194] N. J. Smith, W. J. Firth, K. J. Blow, and K. Smith, *Opt. Lett.* **19**, 16 (1994).
[195] S. Bigo, O. Audouin, and E. Desurvire, *Electron. Lett.* **31**, 2191 (1995).
[196] M. Nakazawa, K. Suzuki, E. Yamada, H. Kubota, Y. Kimura, and M. Takaya, *Electron. Lett.* **29**, 729 (1993).
[197] G. Aubin, E. Jeanny, T. Montalant, J. Moulu, F. Pirio, J.-B. Thomine, and F. Devaux, *Electron. Lett.* **31**, 1079(1995).
[198] W. Forysiak, K. J. Blow. and N. J. Doran, *Electron. Lett.* **29**, 1225 (1993).
[199] M. Matsumoto, H. Ikeda, and A. Hasegawa, *Opt. Lett.* **19**, 183 (1994).
[200] T. Widdowson, D. J. Malyon, A. D. Ellis, K. Smith, and K. J. Blow, *Electron. Lett.* **30**. 990 (1994).
[201] S. Kumar and A. Hasegawa, *Opt. Lett.* **20**, 1856 (1995).
[202] V. S. Grigoryan, A. Hasegawa, and A. Maruta, *Opt. Lett.* **20**, 857 (1995).
[203] M. Matsumoto, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 2831 (1998); *Opt. Lett.* **23**, 1901 (1998).
[204] S. K. Turitsyn and E. G. Shapiro, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 1321 (1999).
[205] S. Waiyapot and M. Matsumoto, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 1408 (1999).
[206] M. F. S. Ferreira and S. H. Sousa, *Electron. Lett.* **37**, 1184 (2001).
[207] M. Matsumoto, *Opt. Lett.* **23**, 1901 (2001).
[208] J. Santhanam and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 284 (2003).
[209] R.-J. Essiambre, G. Raybon, and B. Mikkelsen, in *Optical Fiber Telecommunications*, Vol. 4B, I. P. Kaminow and T. Li, Eds. (Academic Press, Boston, 2002), Chap. 6.
[210] R.-J. Essiambre, B. Mikkelsen, and G. Raybon, *Electron. Lett.* **35**, 1576 (1999).
[211] P. V. Mamyshev and N. A. Mamysheva, *Opt. Lett.* **24**, 1454 (1999).
[212] M. Zitelli, F. Matera, and M. Settembre, *J. Lightwave Technol.* **17**, 2498 (1999).
[213] A. Mecozzi, C. B. Clausen, and M. Shtaif, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 392 (2000).
[214] R. I. Killey, H. J. Thiele, V. Mikhailov, and P. Bayvel, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 1624 (2000).
[215] J. Mårtensson, A. Berntson, M. Westlund, A. Danielsson, P. Johannisson, D. Anderson, and M. Lisak, *Opt. Lett.* **26**, 55 (2001).
[216] A. Mecozzi, C. B. Clausen, and M. Shtaif, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 1633 (2000).
[217] S. Kumar, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 800 (2001); S. Kumar, J. C. Mauro, S. Raghavan, and D. Q. Chowdhury, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **18**, 626 (2002).
[218] M. J. Ablowitz and T. Hirooka, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **18**, 603 (2002).
[219] P. Johannisson, D. Anderson, A. Berntson, and J. Mårtensson, *Opt. Lett.* **26**, 1227 (2001).
[220] P. Bayvel and R. I. Killey, in *Optical Fiber Telecommunications*, Vol. 4B, I. P. Kaminow and T. Li, Eds. (Academeic Press, Boston, 2002), Chap. 13.
[221] D. Duce, R. I. Killey, and P. Bayvel, *J. Lightwave Technol.* **22**, 1263 (2004).
[222] P. Minzioni and A. Schiffini, *Opt. Express* **13**, 8460 (2005).
[223] P. Johannisson, *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 729 (2007).
[224] D. Fonseca, A. V. T. Cartaxo, M. M. Monteiro, *J. Lightwave Technol.* **25**, 1447 (2007).
[225] A. Sahara, T. Inui, T. Komukai, H. Kubota, and M. Nakazawa, *J. Lightwave Technol.* **18**, 1364 (2000).
[226] G. Raybon, Y. Su, J. Leuthold, R.-J. Essiambre, T. Her, C. Joergensen, P. Steinvurzel, and K. D. K. Feder, in *Proc. Opt. Fiber Commun.* (OSA, Washington, DC, 2002), Paper FD-10.
[227] L. K. Wickham, R.-J. Essiambre, A. H. Gnauck, P. J. Winzer, and A. R. Chraplyvy, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 1591 (2004).
[228] M. K. Jackson, G. R. Boyer, J. Paye, M. A. Franco, and A. Mysyrowicz, *Opt. Lett.* **17**, 1770 (1992).

第 8 章　光学信号处理

第 7 章主要介绍了光纤中的非线性效应对光波系统性能的不利影响。研究表明，同样的非线性效应还可以用于制造有用的全光器件，以处理光波系统中的高速光信号。4.7 节已经讨论过利用受激喇曼散射(SRS)原理来制造喇曼放大器，这种放大器通常用于放大现代长距离波分复用系统(WDM)中的光比特流；与之类似，在本书原理篇第 10 章中，讨论了利用四波混频(FWM)原理制造的光纤参量放大器[1]。在这一章中，主要讨论利用非线性效应，如自相位调制(SPM)、交叉相位调制(XPM)和四波混频来制造各种信号处理器件，主要内容包括：

8.1 节　介绍波长变换器，它可以改变 WDM 系统信道的波长，而不会影响传输的内容。
8.2 节　讨论时域开关，它使属于特定信道的单个比特或比特包切换到不同的端口。
8.3 节　主要讨论这种开关在光学时域信号解复用与格式转换中的应用。
8.4 节　介绍光再生器，这种器件用于光比特流中光脉冲的再整形与再定时。

8.1　波长变换

用于波长变换的几种非线性技术利用了半导体光放大器[2~5]。此外，$LiNbO_3$ 波导也可以用于制造波长变换器，这种材料具有有限的二阶极化率，可以在满足相位匹配的条件下产生差频。使用这种周期极化的技术进行准相位匹配，可以有效地实现波长变换[6~8]。这一节主要讨论基于 XPM 和 FWM 现象的光纤波长变换器。

8.1.1　基于 XPM 的波长变换器

这一技术的基本思想已经在 3.2.2 节中讨论过，可通过示意图 8.1 进行说明。将需要进行变换的波长为 λ_2 的数据信道与波长为 λ_1 的连续种子光在适当长度的光纤中共同传输，种子光波长与所希望的变换信号波长是一致的。数据信号作为泵浦，仅在比特"1"的时隙内才能通过 XPM 感应相移改变连续种子光的相位。利用干涉仪可以将这一相移转变为振幅调制。实际上，非线性光纤环形镜(NOLM)可以作为萨格纳克干涉仪实现这一目的[9~11]。3.2 节已经讨论过 NOLM 的工作原理。图 8.1 中 NOLM 的新特点是，在数据信道中发射的信号只在一个方向上影响连续种子光，引起微分相移，从而将数据信道中的比特模式复制到波长为 λ_1 的透射信号中。

在 1994 年的一个实验中[9]，通过在 NOLM 中加入 4.5 km 长的色散位移光纤(DSF)，使 10 Gbps 数据信道的波长位移了 8 nm。到 2000 年，这种技术已经可以对 40 Gbps 的数据信道进行波长变换[10]，其中 NOLM 由零色散波长为 1555 nm 的 3 km 长的 DSF 构成，它可以将波长为 1547 nm 的信道位移 20 nm，测量到的最大、最小透射态之间的开关比为 25 dB。原始信号与波长变换信号的眼图说明，在波长变换过程中单个脉冲几乎不会受到影响。

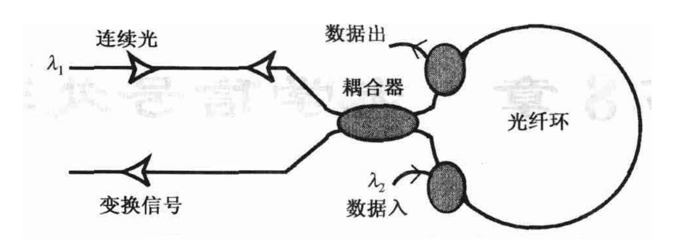


图 8.1 利用萨格纳克干涉仪中 XPM 感应相移实现的波长变换器，将数据波长从 λ_2 变为 λ_1

人们也许会问，在用 NOLM 进行波长变换的过程中，是什么限制了波长位移的范围？答案与通过 XPM 相互作用的两个场不同的群速度有关。XPM 感应的两个光场的耦合满足耦合非线性薛定谔方程(见本书原理篇 7.4 节[1])，

$$\frac{\partial A_1}{\partial z}+\frac{i\beta_{21}}{2}\frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2}=i\gamma_1(|A_1|^2+2|A_2|^2)A_1 \tag{8.1.1}$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z}+d_w\frac{\partial A_2}{\partial T}+\frac{i\beta_{22}}{2}\frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2}=i\gamma_2(|A_2|^2+2|A_1|^2)A_2 \tag{8.1.2}$$

式中，$T=\tau-z/v_{g1}$是在以速度 v_{g1}移动的参考系中测得的时间，且有

$$d_w=\frac{1}{v_{g1}}-\frac{1}{v_{g2}} \qquad \gamma_j=\frac{2\pi n_2}{\lambda_j A_{\text{eff}}} \tag{8.1.3}$$

由于两个光场具有不同的波长 λ_j，因而非线性参量 γ_j 不同。d_w 是衡量两个光场之间群速度失配的参量，其对波长变换器的性能有较大的影响。

在典型实验条件下，因为连续光场 A_1 远比数据信号 A_2 弱，包含$|A_1|^2$ 的非线性项可以忽略，由此可以对方程(8.1.1)和方程(8.1.2)进行简化。同样，如果光纤长度小于色散长度，那么由 β_{21}和 β_{22}决定的色散效应也可以忽略。由于这种条件下数据比特的脉冲形状不会发生改变，因此对于长为 L 的光纤，XPM 感应的连续光的相移可由下式得出：

$$\phi_1(T)=2\gamma_1\int_0^L|A_2(0,T-d_wz)|^2\,\mathrm{d}z \tag{8.1.4}$$

由于群速度失配，XPM 感应相移沿光纤长度方向变化，它对相位的总贡献可以通过在光纤长度上积分得到。如果假设每个比特槽中的光脉冲皆为高斯形，并利用$|A_2(0,T)|^2=P_0\exp(-T^2/T_0^2)$，那么 XPM 感应相移变为

$$\phi_1(T)=\sqrt{\pi}\gamma_1P_0L_W[\text{erf}(T/T_0)-\text{erf}(T/T_0-L/L_W)] \tag{8.1.5}$$

式中，erf(x)表示误差函数，走离长度定义为 $L_W=T_0/d_w$。对于双曲正割脉冲，同样可以求出式(8.1.4)中的积分，结果由式(3.2.10)给出。

图 8.2 中所示为 XPM 感应相移ϕ_1(已相对最大值$\phi_{\max}=2\gamma_1P_0L$ 做了归一化)在不同 L/L_W 值下随 T/T_0 的变化关系。当 L/L_W 较小时，相位曲线与脉冲形状相似，但当光纤长度逐渐大于 L_W 时，相位曲线的形状有较大的畸变。正如所预期的，最大相移因受走离效应的影响而减小，这种现象是不希望出现的，因为这将使所需的峰值功率增大。但从实际应用的角度看，更为有害的是相位曲线的展宽，因为它将引起波长变换信道中脉冲的展宽。如果脉冲展宽到代表两个“1”比特的相邻脉冲开始交叠，那么就会危及信道数据的保真度。

为了估计最大波长位移，假设 L 应小于走离长度 L_W。注意，对频率间隔为 $\delta\nu$ 的两个信道，走离参量 d_w 与光纤的色散有关，$d_w=|\beta_2|(2\pi\delta\nu)$，则条件 $L<L_W$ 简化为

$$\delta\nu < T_0/(2\pi\beta_2 L) \tag{8.1.6}$$

要实现波长变换,所需的光纤长度必须满足$\phi_{max} = 2\gamma_1 P_0 L = \pi$。对于色散位移光纤,如果输入峰值功率 P_0 限制在 1 W 左右,那么 L 应超过 1 km。如果 $L = 2$ km, $T_0 = 20$ ps, $\beta_2 = 1$ ps^2/km,那么频率差 $\delta\nu$ 应接近 1.5 THz,对应的波长差为 12 nm。

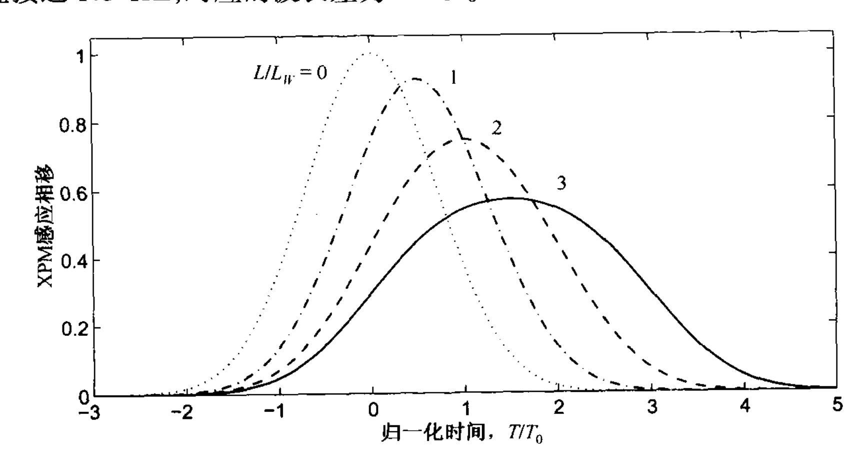


图 8.2 不同 L/L_W 值下 XPM 感应相移(相对ϕ_{max}做了归一化)随 T/T_0 的变化曲线

通过使用 γ 值大于 10 W^{-1}/km 的高非线性光纤,可以大大减少所需的光纤长度。在 2001 年的一个实验中[11],采用 $\gamma = 20.4$ W^{-1}/km 的 50 m 长的高非线性光纤构成 NOLM,实现了 0.5 ps 脉冲的波长变换。由于该光纤环很短,即使是这样的短脉冲,波长也能位移 26 nm。在该实验中,实现 π 相移所需的输入脉冲峰值功率接近 4 W。

光学干涉仪对基于 XPM 的波长变换器并不是不可或缺的。另一种方法是将信号比特流与连续探测光一起注入光纤,经过适当的光学滤波器后,在光纤的输出端出射[12~19]。图 8.3 为该方案的示意图。波长为 λ_2 的信号作为泵浦脉冲,它仅在比特"1"的时隙内通过 XPM 效应影响连续探测光(波长为所需的 λ_1)的相位与频谱。如果光学滤波器的通带从 λ_1 偏离一个合适的量,那么在新波长处的输出就复制了原始比特流。所有带宽大于数据信道带宽(约为 0.5 nm)的光学滤波器,包括光纤光栅和光学干涉仪,都可以用于此目的。在 2000 年的一个实验中[12],40 Gbps 的信号光在 10 km 长的光纤中通过 XPM 效应将波长位移了几纳米。该实验采用 4 m 长的保偏光纤(PMF)环,作为陷波滤波器,波长位移范围受发生 XPM 作用的10 km 光纤长度的限制。

采用高非线性光纤可以使波长位移的范围显著变大。在 2001 年的一个实验中[13],对传输速率为 80 Gbps 的数据信号进行波长变换,该实验采用了 $\gamma \approx 11$ W^{-1}/km 的 1 km 长的色散位移光纤,其零色散波长为 1552 nm 且在零色散波长处有较小的色散斜率。波长为 1560 nm 的 80 Gbps 数据信道首先被放大到 70 mW,然后耦合进高非线性光纤,与波长可在 1525 ~ 1554 nm 范围内变化的连续种子光共同传输。在光纤输出端,用带宽为 1.5 nm 的可调谐光学滤波器滤出波长变换信道。图 8.4(a)所示为连续种子光波长为 1545.6 nm 时在光学滤波器前后得到的频谱图。通过滤波器之前,频谱表现出通过 XPM 产生的多重边带,但种子光频谱仍受载波控制。通过滤波器之后,载波受到抑制,得到比特流与原始信道的完全一致的波长变换信号。变换信号的脉宽与波长的关系如图 8.4(b)所示,图中同时标出了作为控制脉冲的原始数据信号的宽度,可见在很大的一个带宽范围内,脉宽几乎保持不变。此外,通过测量误码率可以发现,该波长变换器引起的功率代价几乎可以忽略不计。

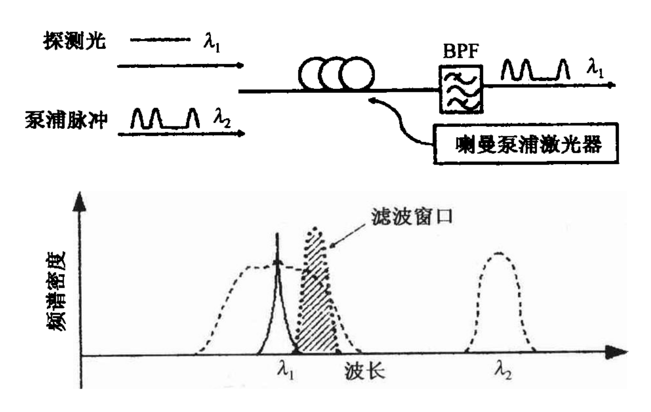


图 8.3 基于 XPM 效应的波长变换器示意图,带通滤波器(BPF)通过偏移只选择 XPM 展宽频谱[17]

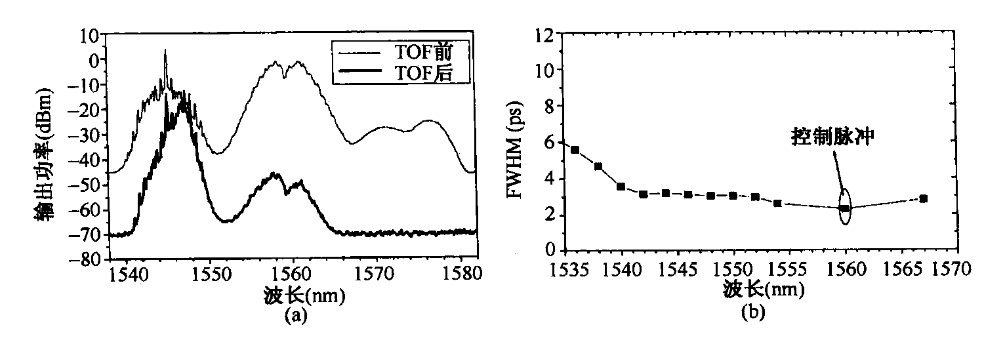


图 8.4 在基于 XPM 效应的波长变换器中,在可调谐光学滤波器(TOF)前、后测量到的(a) 频谱和(b) 脉宽随变换波长的变化关系[13]

在 2004 年的一个实验中[15],通过在 0.5 km 长的色散位移光纤中产生的 XPM 感应相移,实现了比特率为 160 Gbps 的波长变换。在色散位移光纤后还加入了一个光纤光栅,它起到陷波滤波器的作用;另外还有两个带宽分别为 5 nm 和 4 nm 的滤波器,其通带相对输入信号的载频偏移了 160 GHz。实验中还观察到波长变换器保留了输入信号的相位,从系统的角度看,这是一个非常可取的特性。如果采用图 8.3 中的反向泵浦光纤喇曼放大器来增大 XPM 感应相移,那么这种波长变换器的性能还能进一步提高。在 2005 年的一个实验中[17],采用 600 mW 的泵浦光泵浦 1 km 长的高非线性光纤,将效率提高了 21 dB。

如果采用有效模场面积非常小的微结构光纤,那么产生足够大的 XPM 感应相移所需的光纤长度可以减小到 10 m 以下。确实,在 2003 年的一个实验中[14],用光纤光栅作为窄带可调谐滤波器,所需高非线性光纤的长度仅为 5.8 m。在光纤的正常色散区,变换信道的波长可在 15 nm 的带宽内调节。因为对于短光纤走离效应降低,所以才能实现如此大的带宽。正常色散可以消除在反常色散条件下发生的相干性劣化,因为在光纤反常色散区可以通过调制不稳定性放大激光强度噪声。

如果采用参量值 n_2 相对较大的非石英光纤,那么所需的光纤长度可以进一步降低。在 2006 年的一个实验中[18],采用仅 1 m 长的氧化铋光纤就使 10 Gbps 的 NRZ 信号的波长位移了 15 nm。该光纤在 1550 nm 处表现为 330 ps^2/km 的正色散,非线性参量 $\gamma \approx 1100\ W^{-1}/km$。因为该实验中所用光纤长度很短,SBS 阈值大于 1 W,因此并未引起 SBS 现象。基于同样的原因,走离效应也可以忽略。在该实验中,波长变换基于 XPM 感应的非线性偏振旋转效应,它使光纤起到克尔光闸的作用[1]。更特别的是,发生 XPM 的数据信道与连续光的偏振方向成 45°角, XPM 感

应相移仅在"1"比特的时隙内才改变连续光的偏振态,而对"0"比特的偏振态没有影响。实验中,用检偏器来选择波长变换比特。

在 2005 年的研究中[16],提出了一种基于正弦 XPM 的新型波长变换器,其实验装置如图 8.5 所示,其中 IM 和 PM 分别代表强度调制器和相位调制器。在该方案中,先以比数据信道比特率高的频率 f_m 对连续光进行正弦调制,再经过放大后作为泵浦光通过光纤内的 XPM 影响数据信道;为抑制 SBS 的发生,在强度调制后还加了一级相位调制。由于 XPM 效应,数据信道的频谱生成频率间隔为 f_m 的 AM 边带,每个边带都包含了比特流的确切信息;光学滤波器用来选择特定的边带。如果第 n 个边带被滤出,那么输出就是频移量为 nf_m 的数据流。在实验中,通过选择 f_m = 25 GHz,10 Gbps 信号的波长位移了大约 2 nm。如果选择波长间隔很小(0.5 nm 左右)的两台连续激光器,则可以实现更大的波长位移。在不需要外部调制器的条件下,通过这两台激光器的拍频可以产生频率 f_m > 50 GHz 的正弦调制泵浦。理论上,这种技术可以使波长位移大于 20 nm。

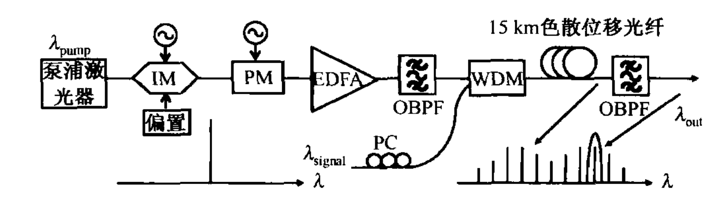


图 8.5　利用正弦调制泵浦产生的 XPM 感应相移对数据信道实现波长变换器的实验装置图[16]

大多数波长变换器的实际问题与光纤中 XPM 的偏振敏感特性有关。众所周知,XPM 感应的非线性相移取决于泵浦光与探测光的相对偏振态[1],两束光同偏振时的相移最大。在光波系统中,数据信道的偏振态实际上并不是固定的,而是随时间随机变化的,这种偏振态的变化可以通过波长变换脉冲峰值功率的起伏表现出来。研究表明,通过扭曲发生 XPM 的高非线性光纤,使其获得恒定的圆双折射,可以实现偏振不敏感的波长变换器。在 2006 年的一个实验中[19],采用这种技术实现了 160 Gbps 数据信道的波长变换,偏振敏感度仅为 0.7 dB。由此可以证实,存在圆双折射的光纤可用于多种非线性信号处理技术中[20]。

8.1.2　基于 FWM 的波长变换器

虽然半导体光放大器中的四波混频常被用于波长变换器[2~4],但在高比特率下实现波长变换,光纤却有着独特的优势,因为光纤非线性的超快特性。这样的波长变换器需要在光纤内进行信号比特流的参量放大(见本书原理篇第 10 章[1]),最基本的方案如图 8.6 所示。如果要将频率为 ω_s 的比特流变换到 ω_i,信号,则需在光纤内与恰好介于 ω_s 和 ω_i 之间的频率为 ω_p 的连续泵浦光共同传输,以满足 4 个光子参与的 FWM 过程的能量守恒条件($2\omega_p = \omega_s + \omega_i$)。由于泵浦光的两个光子转换为频率分别为 ω_s 和 ω_i 的两个新光子,因此信号光的放大总伴随着新光波(称为闲频光)的产生。由于 FWM 只发生在信号为"1"比特的时间片内,新产生的闲频光准确复制了信号信道的比特模式;而在"0"比特的时间片内不会产生闲频光子,这是因为泵浦光子与信号光子必须同时出现才能发生 FWM 作用。结果,如果在光纤输出端放置一个光学滤波器,只允许闲频光通过而阻隔泵浦光与信号光,那么输出的就是原始比特流的波长变换拷贝。

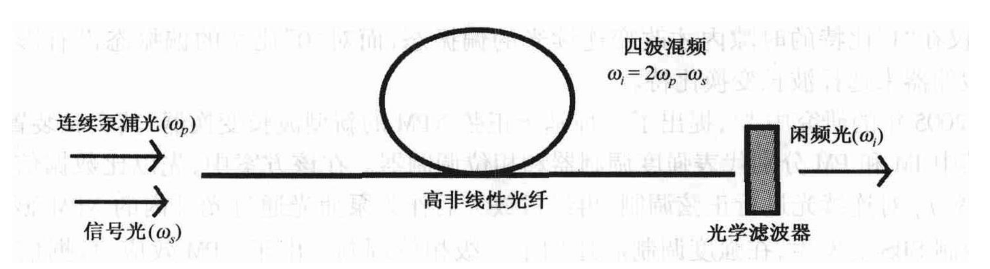


图 8.6 基于四波混频的波长变换器

虽然早在 1992 年光纤就被用于波长变换[21~23],但直到高非线性光纤出现后该技术才逐渐成熟,用高非线性光纤可以减小产生 FWM 效应所需的光纤长度[24~39]。为理解光纤长度为何起到如此重要的作用,可使用光纤中关于 FWM 的众所周知的理论[1]。在泵浦光强度远大于信号光强度且泵浦消耗可以忽略的情况下,FWM 过程可以用傅里叶域中的耦合线性方程来描述:

$$\frac{dA_s}{dz}=2i\gamma A_p^2\exp(-i\kappa z)A_i^* \tag{8.1.7}$$

$$\frac{dA_i}{dz}=2i\gamma A_p^2\exp(-i\kappa z)A_s^* \tag{8.1.8}$$

式中,$A_s(\omega_s,z)$和 $A_i(\omega_i,z)$分别代表信号光场和闲频光场,$A_p(\omega_p,0)$是入射泵浦光场,κ为总的相位失配,可以表示为

$$\kappa=\beta(\omega_s)+\beta(\omega_i)-2\beta(\omega_p)+2\gamma P_0 \tag{8.1.9}$$

式中,$\beta(\omega)$表示频率为 ω 时光纤模式的传输常数,$P_0\equiv|A_p|^2$ 为入射泵浦功率。

方程(8.1.7)和方程(8.1.8)可以很容易地解出,以研究因 FWM 闲频光沿光纤长度的变化。变换效率可定义为,在长度为 L 的光纤的输出端得到的闲频光功率与输入信号功率的比值,记为[1]

$$\eta_c=|A_i(L)/A_s(0)|^2=(\gamma P_0/g)^2\sinh^2(gL) \tag{8.1.10}$$

式中,参量增益 g 可由下式得出:

$$g(\delta)=[(\gamma P_0)^2-\kappa^2/4)]^{1/2} \tag{8.1.11}$$

$\delta=\omega_s-\omega_p$ 是入射信号与泵浦光之间的频率间隔。上面的结果说明,当相位匹配条件近似满足的时候,η_c 可以大于 1。实际上,当$\kappa=0$ 且 $\gamma P_0L>1$ 时,$\eta_c=\sinh^2(\gamma P_0L)\gg 1$。因此,基于 FWM 的波长变换器可以对比特流进行放大,同时将比特流的波长从 ω_s 变换到ω_i。这种波长变换器的这一特点极为有用。当然,信号光本身也被放大了。实际上,我们在两个不同波长处得到了输入比特流的放大拷贝。这种器件常称为光纤参量放大器(fiber-optic parametric amplifier, FOPA)。

从式(8.1.10)和式(8.1.11)可以发现,变换效率 η_c 取决于相位失配κ与光纤长度 L 的乘积 κL。这说明对于长光纤,可以通过减小κL 来缩小 δ 的范围。通过在泵浦光频率 ω_p 附近对 $\beta(\omega_s)$和 $\beta(\omega_i)$进行泰勒级数展开,可以更清楚地看到这一特点,

$$\kappa=\beta_2(\omega_p)\delta^2+2\gamma P_0 \tag{8.1.12}$$

式中,$\beta_2(\omega_p)\approx\beta_3(\omega_p-\omega_0)$是群速度色散参量,$\beta_3$ 是光纤零色散频率 ω_0 处的三阶色散参量。对于给定的 δ,可以通过在反常色散区选择满足 $\beta_2(\omega_p)=-2\gamma P_0/\delta^2$ 的泵浦波长,使相位失配κ

等于 0。但是，当信号波长偏离特这一定值 δ 时，变换效率 η_c 会有一定程度的降低，降低速率取决于光纤长度 L。结果，特定泵浦波长下实现波长变换的带宽对于长光纤来说相对较窄（$L > 10$ km 时带宽小于 10 nm），但如果光纤长度小于 100 m，则变换带宽可以超过 80 nm[25]。

波长变换的实验结果与 FWM 理论的简单预测一致。在 1992 年的初期实验中[21]，使用 10 km 长的色散位移光纤，结果波长变换范围被限制在 8 nm 左右。到 1998 年，利用 $\gamma = 10\ \text{W}^{-1}/\text{km}$ 的 720 m 长的高非线性光纤，在泵浦功率仅为 600 mW 的条件下，波长变换范围超过 40 nm[24]。变换效率随信号波长变化，最高可达 28 dB，这说明由于 FWM 感应的参量放大效应，波长变换信号可放大 630 倍。宽带宽还有一个优点，就是利用这种器件可以同时对多个信道进行波长变换。在 2000 年的一个实验中[25]，利用 $\gamma = 13.8\ \text{W}^{-1}/\text{km}$ 的 100 m 长的高非线性光纤，实现了 1570 ~ 1611 nm 的 26 个信道的同时波长变换。在该实验中，变换效率相对较低（接近 −19 dB），这是由于为了抑制 SBS 的发生，入射泵浦功率被限制在 200 mW。

想在较长光纤的波长变换器中保持较高的变换效率，SBS 的影响就变得更加严重。对于长光纤（大于 10 km），SBS 阈值大约在 5 mW 左右；而当光纤长度为 1 km 时，SBS 阈值增加到 50 mW 左右。因为 FOPA 所需的泵浦功率接近 1 W，因而需要一种适当的方法来提高 SBS 的阈值，在 FOPA 的长度内抑制其发生。实际应用中常用的一种方法是，在 1 GHz 附近以几个固定的频率[28]，或者用比特率达 10 Gbps 的伪随机码在较宽的频率范围内调制泵浦光的相位[29]。这种方法可以通过展宽泵浦光的频谱来抑制 SBS，但对 FOPA 的增益影响不大。实际上，光纤内的色散效应将泵浦光的相位调制转变为振幅调制。结果由于出现了不希望的功率波动，信号光与闲频光的信噪比均有所降低[37]。泵浦光的相位调制同时还引起了闲频光频谱的展宽，使其宽度变为泵浦光频谱的两倍。闲频光的这种展宽是波长变换器所关心的，实际应用中可以使用双泵浦 FOPA 来避免。当然，采用双泵浦 FOPA 还有其他优点。

FOPA 的双泵浦结构最早是在 1994 年提出的[23]，它可以在很宽的带宽范围内实现近乎相同的增益，同时使器件的运行状态是偏振无关的。对于闲频光频谱展宽的抑制可以这样理解：FWM 过程产生的闲频光场的复振幅 A_i 可以表示为 $A_i \propto A_{p1}A_{p2}A_s^*$ 的形式，这里 A_{p1} 和 A_{p2} 代表泵浦光振幅[1]。显然，如果对两泵浦光的相位进行同相调制，或者以随机方式调制，那么闲频光的相位也会随时间发生变化。但是，如果两泵浦光的调制总是满足相位相同、符号相反，那么乘积 $A_{p1}A_{p2}$ 就不会存在任何调制。结果，尽管闲频光频谱是信号光频谱的镜像，但这两个频谱的带宽还是相同的。一种数字方法利用二元相位调制对两泵浦光的相位在同方向上进行调制，但只取两个离散的值 0 和 π。由于在这种调制结构中 $A_{p1}A_{p2}$ 的乘积不会发生变化，所以这种方法非常有效。

双泵浦结构还有一个优点，通过控制两泵浦光的偏振态（SOP），可以降低参量增益对信号 SOP 的依赖程度。由于 FWM 过程本身就具有很强的偏振相关性，因而这一问题对所有 FOPA 都有影响。对于单泵浦 FOPA 来说，有时可以采用偏振分集环路。在这种方案中，采用与信号的两正交偏振分量同偏振的泵浦光分量分别对这两个分量进行放大，然后用偏振分束器复合到一起。对于双泵浦 FOPA，这个问题可以通过采用正交偏振泵浦轻松解决，只是 FOPA 增益与同偏振泵浦时的相比低得多[29]。

图 8.7(a) 为当将 1557 nm 信号光注入双泵浦波长变换器时，在输出端得到的频谱[31]。两个正交偏振的泵浦光的波长分别为 1585.5 nm 和 1546.5 nm，对应图中的两个主峰，泵浦功率分别为 118 mW 和 148 mW，短波长泵浦光的功率更高，以抵消其通过喇曼效应向长波长泵浦光转移功率。FWM 发生在 1 km 长的高非线性光纤中（$\gamma = 18\ \text{W}^{-1}/\text{km}$），光纤的零色散波长为 1566 nm，

此处的色散斜率为 0.027 ps/(nm²·km)。通过 FWM 在 1570 nm 附近产生的闲频光与信号有着相同的比特模式,平均功率也与信号光相当,这说明该波长变换器的变换效率接近 100%。实际上,如图 8.7(b)所示,在 40 nm 左右的带宽上可以保持高变换效率,虽然其会随信号光的偏振态有些许的变化,但在 30 nm 波长范围内波动小于 2 dB。采用这种 FOPA 可以对多信道波长同时进行变换[32]。另外值得注意的是,用单一信号信道可以产生不同波长的多束闲频光,它们都携带与信号光同样的信息,因此称为波长多点通信。

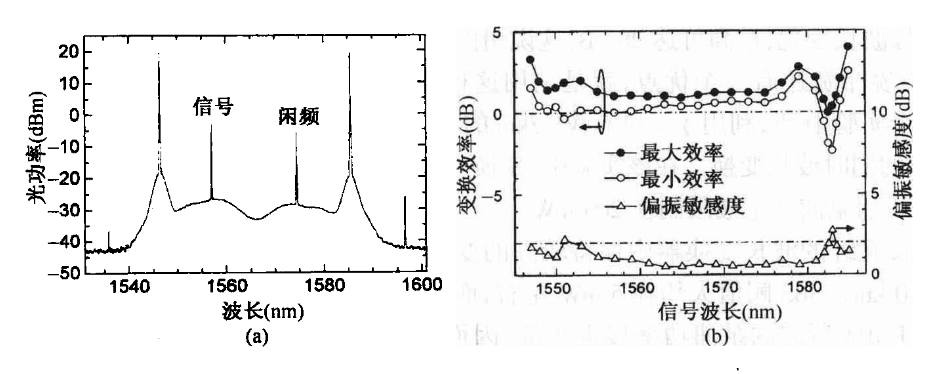


图 8.7 测得的 FWM 波长变换器的频谱及变换效率、偏振敏感度与信号波长的关系[31]

近年来,随着光子晶体光纤和其他微结构光纤的出现,波长变换器有了相当程度的发展[33~36]。图 8.8 所示为采用偏振分集环路的单泵浦实验装置[34],其中 PC,PBS,FFP 分别代表偏振控制器、偏振分束器和光纤法布里-珀罗滤波器。环路中含有 64 m 长的光子晶体光纤,其结构如图中的小插图所示,该光纤有一个三角形纤芯区,有效模场面积很小,因而非线性效应得到了提高。同时,在中心为 1550 nm 的 100 nm 带宽内,色散值近似为一个常数。这两个特性能使 FWM 有效地产生,波长变换不会受光纤长度相对较短的影响。

对可调谐半导体激光器的输出放大后,功率可达 300 mW,因而它能作为泵浦源使用。这就不需要对泵浦光的相位进行调制,因为激光器 1 GHz 的带宽足以抑制该实验中所用较短光纤中的 SBS。泵浦光与信号光都被分为两个正交的偏振态在光纤环中反向传输,泵浦光采用 45°偏振,这样可以保证两个方向的泵浦功率相同。用法布里-珀罗干涉仪滤出波长变换信号。由于泵浦功率较低,$\gamma P_0 L \approx 0.2$,因而波长变换效率约为 1%。但在 40 nm 的带宽范围内,变换效率几乎不变。在整个带宽范围内,波长变换对于 10 Gbps 信号的偏振态不敏感,且具有很高的保真度,这一点可以通过测量误码率得到证实。在接下来的实验中,采用相似的器件对 40 Gbps 差分相移键控(DPSK)格式的信号成功地进行了波长变换[35]。在 2005 年的另一个实验中[36],将 PCF 的长度减少到 20 m,变换带宽最大达到了 100 nm。

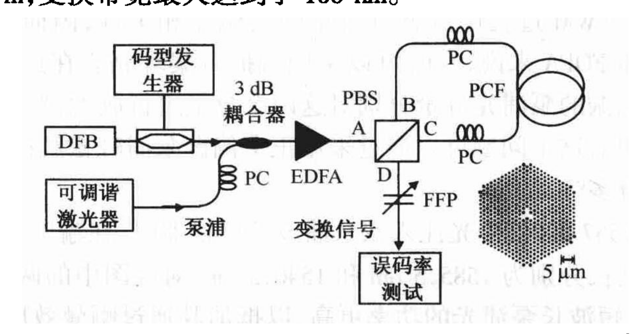


图 8.8 用 64 m 长的光子晶体光纤制成的波长变换器示意图[34]

波长变换器采用的最短光纤长度为 40 cm，它是随着氧化铋光纤的出现才得以实现的[38]。这种光纤的克尔非线性系数 n_2 比普通石英光纤的大 70 倍，因而通过将芯径减小到 4 μm 以下，非线性参量 γ 的值可以超过 1000 W^{-1}/km。即使这种光纤的长度小于 1 m，也可以发生 FWM 效应。另外，由于 SBS 阈值很高，因而不需要对泵浦光的相位进行调制。而且这种光纤还可以与标准石英光纤熔接，熔接损耗小于 3 dB。确实，通过将 1 W 的连续泵浦光注入到 40 cm 长的氧化铋光纤中，实现了变换效率为 -16 dB 的 40 Gbps 信号的波长变换。

8.2　超快光开关

波长变换器将一个波长的全部比特流转换到另一个波长处，而不影响其时域上的内容。有些应用需要将所选的比特切换到另一个端口。例如，通过包交换将包含几十或者数百比特的信息包从比特流中筛选出来。又例如，周期性地从高速比特流中选出所需比特，再将其发送到另一个端口的光时域解复用技术。这些应用需要时域开关，通过外部控制在特定时间段内打开开关。在这一节中，主要讨论利用光纤内的 XPM 和 FWM 这两种非线性现象制成的超快光开关。

8.2.1　基于 XPM 的萨格纳克环开关

基于 XPM 的光开关利用的是萨格纳克干涉仪，它将相位调制转换成振幅调制[40~46]。正如 3.2.2 节所讨论的，萨格纳克干涉仪采用光纤环结构，当使用 3 dB 光纤耦合器（用于构成光纤环）将输入光功率在其两个输出端等分时，它可以起到全反镜的作用。造成这一行为的原因是，在对称的萨格纳克环中，线性相移与非线性相移在两个方向上是相同的。要制成时域光开关，就必须打破这种对称结构。一种实现方法是，将控制信号注入萨格纳克环，使它只在一个方向上传输，那么只有当输入信号与控制脉冲同向传输时，才能通过 XPM 产生非线性相移（见图 8.1）。只有当输入信号与控制脉冲交叠并获得额外的 π 相移时，输入信号才能被透射，其他输入信号都会被反射回去。结果，该方案可以选择信号的不同时间片，而且由于光纤非线性的响应时间是飞秒量级，因而每个时间片都非常短。

尽管光纤非线性的响应时间使开关时间可以在飞秒量级，但另外几种物理机制还是限制了光开关时间在 1 ps 以上。例如，实际应用中控制脉冲与信号脉冲的波长是不同的，由于群速度色散效应，即使信号脉冲与控制脉冲同向传输，它们的传输速度也是不同的，因而在传输一段距离后会产生走离效应。反向传输的两束光在环路中传输一圈后的相对相移可由式（8.1.4）给出。如果想忽略自相位调制的贡献，则可以假设信号脉冲相对较弱。

对于控制脉冲为高斯形的情况，XPM 感应相移可由式（8.1.5）得出，该式也可以写成

$$\phi_1(T) = \frac{\gamma L E_c}{T_W}\left[\mathrm{erf}\left(\frac{T}{T_0}\right) - \mathrm{erf}\left(\frac{T - T_W}{T_0}\right)\right] \tag{8.2.1}$$

式中，$E_c = \sqrt{\pi} P_0 T_0$ 是控制脉冲的能量，$T_W = d_w L$ 是走离效应在长度为 L 的环中造成的总的时域位移。

按照 3.2.1 节中的分析，可以得到萨格纳克环的透射率为

$$T_S = 1 - 2\rho(1-\rho)[1 + \cos(\phi_1)] = \sin^2(\phi_1/2) \tag{8.2.2}$$

式中，假设是 3 dB 耦合器，因此 $\rho = \frac{1}{2}$。图 8.9 为当环长 L 和脉冲能量 E_c 足够大并可以产生最大相移 π 时，T_0 和 T_W 的不同组合下萨格纳克环的“开关窗口”。随着 T_W 的增加，峰值透射率下降，开关窗口变宽，这是由于开关窗口的宽度由走离时间而不是控制脉冲的宽度决定。

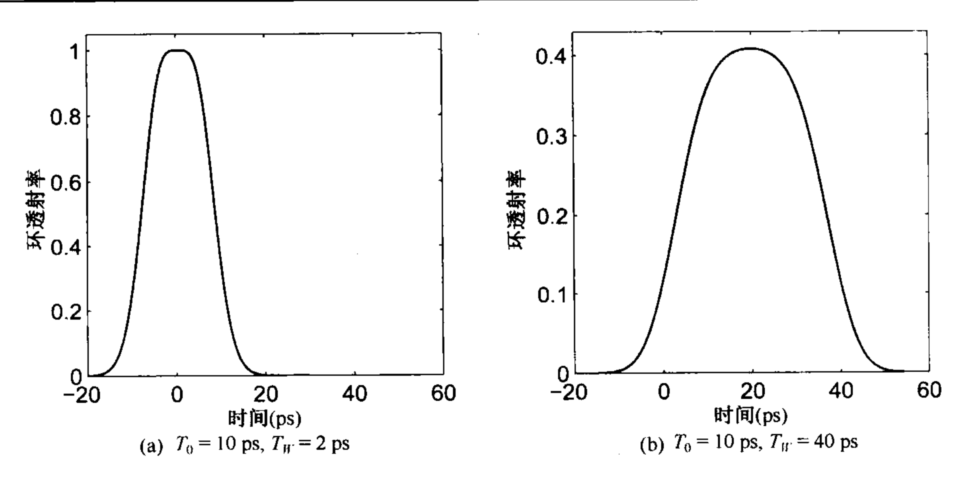


图 8.9 萨格纳克环光开关的开关窗口

通过采用零色散波长位于泵浦光与信号波长之间的光纤,可以使两光波拥有接近相同的群速度,这在很大程度上可以解决走离效应带来的问题。利用保偏光纤和与信号光具有相同波长的正交偏振控制脉冲,可以完全避免这一问题[43]。由于偏振模色散,仍会存在一个很小的群速度失配,但其对于典型环长的影响已经可以忽略了。此外,利用快慢轴周期交替的保偏光纤制成萨格纳克环,也可以进一步提高光开关的性能[44]。在这种光纤中,参量 d_w 从正到负交替变化,结果控制脉冲与信号脉冲沿整个光纤几乎都是交叠的。在该结构中,XPM 感应相移也会大幅度增加。

走离问题还可以通过在萨格纳克环中放置一个半导体光放大器(SOA)来解决,SOA 可以施加 XPM 感应相移[47~49]。采用这种方法,环长可以很小(1 m 或更短),这是由于此时环的作用只是使输入信号沿两个相反方向传输。当载流子浓度因增益饱和而发生变化时,有源区的折射率也会发生改变,这时 SOA 就会产生非线性相移。这一过程会产生一个较大的非线性响应,但这种非线性变化的速度受到载流子寿命(典型值大于 0.1 ns)的固有限制。研究表明,用一种小技巧可以克服这种速度限制[48~51]。例如,将 SOA 偏离环中心一个很短且很精确的距离,正是这种偏离而不是载流子寿命决定了开关发生的时间窗口。图 8.10 为该器件的示意图,称为半导体激光放大器环形镜(semiconductor laser amplifier in a loop mirror)或 SLALOM[48],也可以称为太赫兹不对称光学解复用器(terahertz optical asymmetric demultiplexer,TOAD),以强调 SOA 放置的不对称性及其潜在的太赫兹速度[49]。

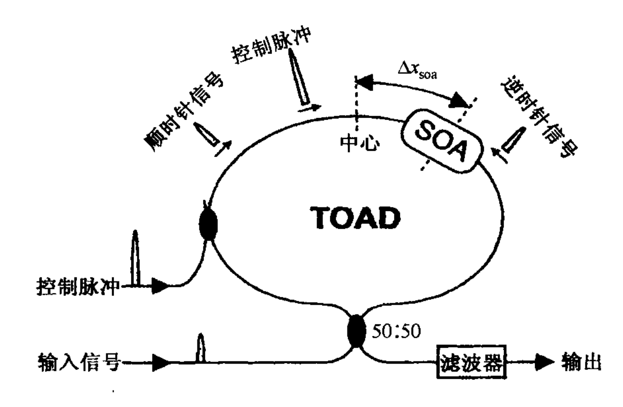


图 8.10 萨格纳克环光开关,SOA 偏离环中心位置一个很小但又可控的量[51]

在图 8.10 中,3 dB 定向耦合器将输入信号脉冲分成两个脉冲,分别沿顺时针(CW)和逆时针(CCW)方向传输。控制脉冲仅在顺时针方向传输,其强度足以使 SOA 饱和,SOA 在顺时针方向上偏离环中心 Δx_{soa}。当没有控制脉冲时,信号脉冲在两个方向上获得相同的相移(因为信号太弱,不能使 SOA 饱和),因此完全被萨格纳克环反射。通过对控制脉冲定时,使其在逆时针信号脉冲之后,顺时针信号脉冲之前到达 SOA,因此 XPM 感应相移就是由顺时针脉冲而不是由逆时针脉冲产生的。如果微分相移等于 π,则信号脉冲就可以被透射,而不是被反射。相邻的信号脉冲由于没有获得较大的微分相移,因此被反射回去。经过一个与载流子寿命相当的时间间隔后,增益恢复,因此只要控制脉冲间隔等于增益恢复时间,这一过程就可以持续下去。这种器件的开关时间由短控制脉冲使 SOA 饱和并改变其折射率的速度决定。

在萨格纳克环中使用 SOA 的主要优点是,它可以用相对低的控制脉冲能量来实现开关功能。一般情况下,控制脉冲的能量应高于饱和能量的 10%,以便为反向传输的信号脉冲提供大小为 π 的相对相移[52]。对于 SOA 的典型参数,实现这一相移的能量可以低于 1 pJ。采用 SOA 的缺点是,其噪声指数相对较高,因而在对信号的放大过程中会通过自发辐射降低输出端的信噪比。

8.2.2　偏振鉴别开关

马赫-曾德尔干涉仪(MZI)可以用来代替萨格纳克干涉仪,但正如之前所提到的,如果用光纤作为 MZI 的两臂,则会出现稳定性问题。采用单臂设计可以确保基于光纤的 MZI 的稳定性,在这种设计中,信号脉冲的两正交偏振分量共享一条物理通道。这一基本思想最早是在 1995 年得到证实的,之后已被用于很多结构中[53~60]。由于这种光开关的工作原理基于对信号脉冲和控制脉冲偏振态的控制,因此有时称为偏振鉴别(polarization discriminating)开关或超快非线性干涉(ultrafast nonlinear interferometric,UNI)开关。干涉仪的这种单臂特性使其具有很多优点。

图 8.11 给出了 UNI 开关的设计,其中 PSD 和 NLM 分别代表偏振敏感延迟和非线性介质。信号光脉冲从左侧进入,被长度为 L 的保偏光纤(PMF)分成两个正交偏振分量,而且这两个分量之间获得一个固定的延迟。PMF 感应的延迟取决于双折射,可以记为

$$\Delta t = |n_x - n_y| L/c \tag{8.2.3}$$

对于折射率差的典型值(约为 10^{-4}),几米长的 PMF 就可以引入几皮秒的相对延迟。然后将两个延迟信号脉冲注入非线性介质,通常采用 SOA 作为非线性介质,但有时也会采用高非线性光纤。调整控制脉冲的位置,使其在信号脉冲的两个偏振分量之间到达。这样,只有信号脉冲的后沿分量获得额外的 XPM 感应相移。然后,使用快慢轴与第一个 PMF 相反的第二个 PMF 实现信号脉冲的两个分量的同步,再用 45°检偏器使信号脉冲的两个偏振分量产生干涉,完成 XPM 感应开关功能。控制脉冲在器件的输出端被滤掉,也可以使用信号脉冲与之前的信号传输方向相反的结构来避免使用滤波器。

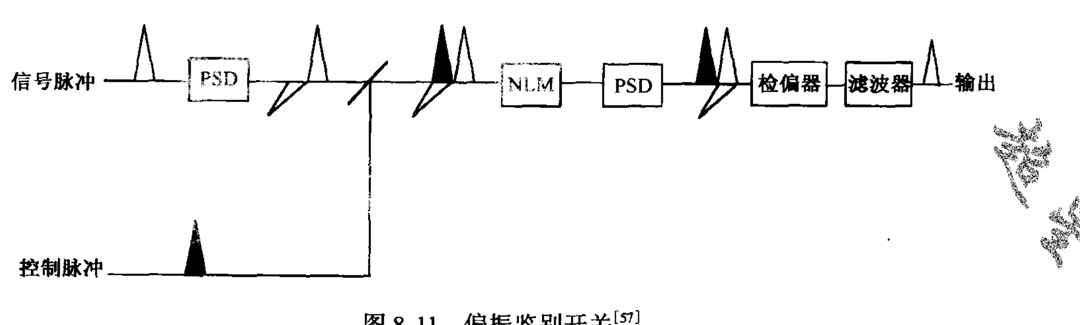


图 8.11　偏振鉴别开关[57]

UNI结构的主要优点是干涉稳定性。由于所有信号在同一通道中传输,因而它们受同样的环境感应起伏的影响。由于输出取决于信号脉冲两偏振分量的相位差,因此该器件可以自动避免所有环境起伏的影响。确实,实际应用中UNI开关不需要任何主动稳定措施。同样,非线性介质的线性折射率的任何起伏也被抵消掉,而且只要起伏发生的时间大于信号脉冲的宽度,就不会对器件的性能产生影响。

采用图8.12所示的折叠结构可以进一步提高UNI开关的性能[58]。这种结构通过将SOA放入环路中,可以采用同一段PMF对信号脉冲进行分离与复合。信号脉冲先经过偏振控制器PC1起偏,然后从偏振分束器端口3输出,偏振控制器PC2的作用是使信号的偏振方向与PMF的主轴成45°,这样信号就会被PMF分成两个相互正交的偏振分量,并使它们产生一定的相对延迟,其中一个偏振分量的XPM感应相移是通过环中的偏振不敏感SOA引入的。控制脉冲通过WDM耦合器进入环中。第三个偏振控制器PC3置于SOA后面,以产生偏振旋转,因而脉冲对会以-45°再次进入对信号脉冲进行分束的PMF中。但此时PMF的作用是反转延迟,使两个偏振分量同步。

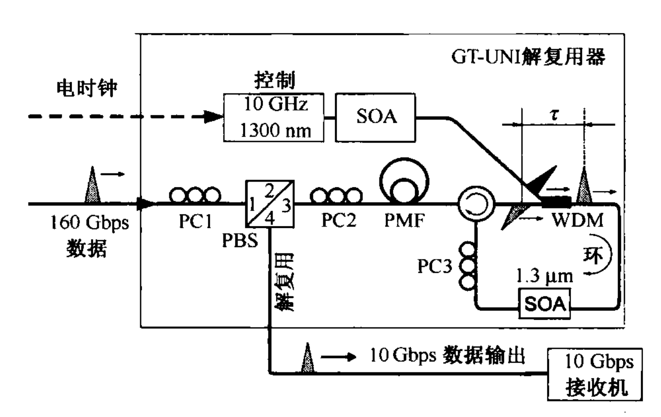


图8.12 环中带SOA的增益透明UNI光开关[58]

和之前一样,两个信号分量在PBS中复合。如果两个分量在包含SOA的环中获得了相同的相移,那么它们会经偏振分束器的端口1离开,没有信号出现在输出端口4。但是,如果控制脉冲在两个信号分量之间进入SOA,那么后沿分量就会获得额外的XPM感应相移。这一相对相移可以将该信号脉冲切换到输出端口4。采用同一PMF对信号分量进行分束与复合,可以确保只要PMF中产生的随机相移的发生时间大于往返时间,那么这种随机相移就不会影响开关质量。

图8.12中的器件若采用增益透明的SOA,则在性能上还可以进一步提高。增益透明的主要思想是,将控制脉冲波长调节到接近增益峰处,而信号脉冲的波长落在SOA增益谱之外[61]。实际上,由于信号没有任何增益(或损耗),也就不会受自发辐射噪声的影响。同时,控制脉冲使增益饱和,并在信号波长处造成折射率的变化。该方案还具有串扰低、信号波长范围宽、在器件输出端信号脉冲功率变化可忽略等优点。

8.2.3 基于FWM的超快光开关

还有一种利用光纤中的FWM效应制成的非线性超快光开关,它在结构上与图8.6所示的波长变换器类似。在光开关范畴,泵浦功率按照指令随时间变化。例如,如果目的是从40 Gbps的信号中选出40比特的数据包,那么泵浦脉冲必须是脉宽为1 ns的近似矩形脉冲。FWM只在与泵浦脉冲交叠的信号的1 ns宽的时间片内产生闲频光,这样就会对闲频光波长处的数据包起

到开关作用。如果泵浦脉冲只在单一比特时间内存在，利用这种方法就可以选择出某一特定的比特数据[62]。另外，如果在 FWM 中采用双泵浦结构，就可以对选择出的数据包（或某一特定比特）在不同的波长处进行多重复制。这一特性称为波长多路通信，其对全光网络非常有用。

在 2005 年的一个实验中，实现了 40 Gbps 的数据包开关与比特数据开关。在实验中，双泵浦光注入到零色散波长位于 1582 nm 处的 520 m 长的高非线性光纤中[63]，两泵浦光波长（1568.5 nm 和 1598 nm）位于光纤零色散波长的两边。短波长泵浦光的平均入射功率（545 mW）比长波长泵浦光（155 mW）的大得多，这样可以抵消 SRS 感应的功率转移。同样，要对两泵浦光的相位进行适当的调制，以抑制 SBS 的发生。短波长泵浦光可以采用连续光形式，而长波长泵浦光则被调制成脉冲形式，且脉宽可以在 25 ps 的单一比特宽度到 1 ns 之间变化。图 8.13 为 1559 nm 信号在光纤中传输时，在输出端记录的频谱图。几个不同的 FWM 过程同时发生，产生了三束不同波长的闲频光，这证实了多波长通信的可能性。在该实验条件下，信号被放大了 25.2 dB。

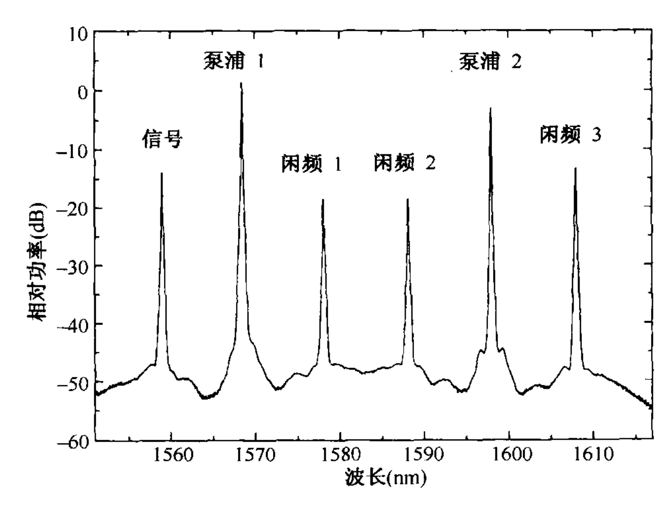


图 8.13　1559 nm 信号在双泵浦高非线性光纤中传输时记录的分辨率为 0.2 nm 的频谱[63]

图 8.14 所示为 40 Gbps 信号[见图 8.14(a)]的包开关[63]，两箭头所指为泵浦脉冲边沿，长波长泵浦脉冲[见图 8.14(b)]的宽度为 1 ns。泵浦脉冲两边沿的位置使之正好覆盖 10 比特的信号。由于信号放大只能在泵浦脉冲宽度内进行，因而放大信号只由 10 比特数据包组成[见图 8.14(c)]。此外，对该数据包进行复制时出现了三个闲频光波长，其中一个如图 8.14(d)所示。这种数据包光开关具有较低的噪声和较高的消光比。高消光比和信号增益与泵浦功率的指数关系有关。

很容易将 8.1.2 节的 FWM 理论扩展到双泵浦情形[1]，信号放大倍数的表达式为

$$G_s(t) = P_s(L)/P_s(0) = 1 + (2\gamma/g)^2 P_1 P_2(t) \sinh^2(gL) \tag{8.2.4}$$

式中，P_1 和 P_2 为泵浦功率。假设 $P_0 = 2(P_1 P_2)^{1/2}$，参量增益仍可由式(8.1.11)给出。在$\kappa \approx 0$ 的相位匹配条件下，信号增益变为

$$G_s(t) \approx \exp[4\gamma\sqrt{P_1 P_2(t)}L]/4 \tag{8.2.5}$$

信号增益与两泵浦光功率的指数关系在实际应用中很有用，它可以减轻与泵浦脉冲的上升和下降时间相关联的问题。当 $G_S(t)$的峰值超过 100（或 20 dB）时，参量响应比泵浦脉冲的上升或下降时间快三到四倍。结果，为交换 40 Gbps 的比特流，甚至泵浦脉冲 25 ps 的上升或下降时间都是可以接受的。在单泵浦条件下，情况甚至会更好一些，因为式(8.2.5)被

$$G_s(t) \approx \exp[2\gamma P(t)L]/4 \tag{8.2.6}$$

代替,这里 $P(t)$表示时间调制泵浦光的功率。增益的这种指数相关特性可使 FOPA 作为脉冲压缩器使用。在 2005 年的一个实验中[64],用以 40 GHz 频率调制的单泵浦光放大 9 ps 信号脉冲,结果产生了 2 ps 的脉冲。

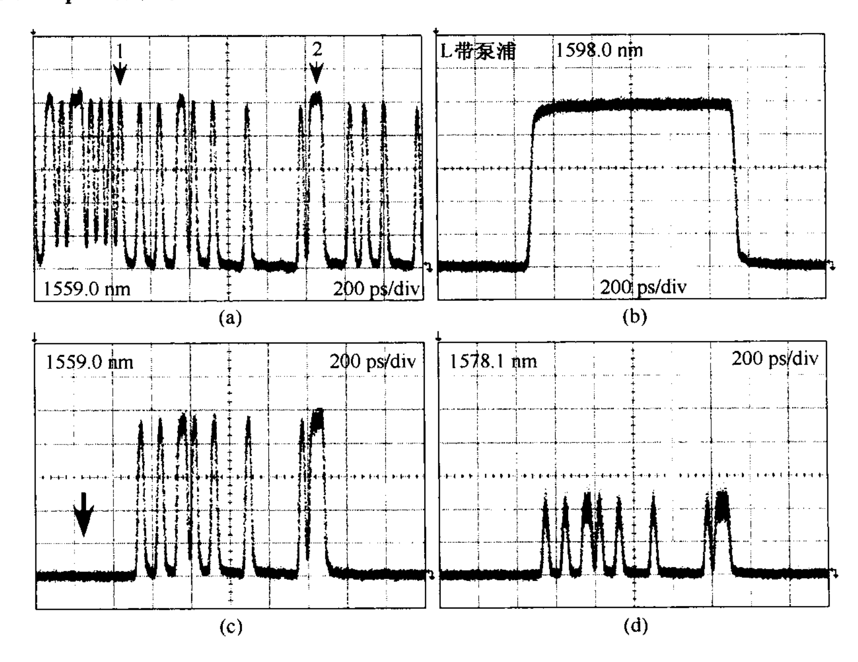


图 8.14 数据包开关的时域比特模式[63]

参量增益的时间相关性也可用于将连续信号转变成脉宽小于泵浦脉冲宽度的脉冲序列[26]。其实,FOPA 起到的是时域光开关的作用,其开关窗口受泵浦脉冲宽度和峰值功率的控制。例如,假设泵浦光为高斯脉冲 $P(t)=P_0\exp(-t^2/T_0^2)$,P_0 为峰值功率,T_0 为脉冲宽度。图 8.15 通过绘出不同 $\gamma P_0 L$ 值时的 $G_S(t)/G_0$ 曲线给出了光开关窗口,G_0 为泵浦脉冲峰值处的最大增益。如图 8.15 所示,当峰值增益 G_0 超过 20 dB 时,开关窗口就会成为泵浦脉冲宽度的一小部分。

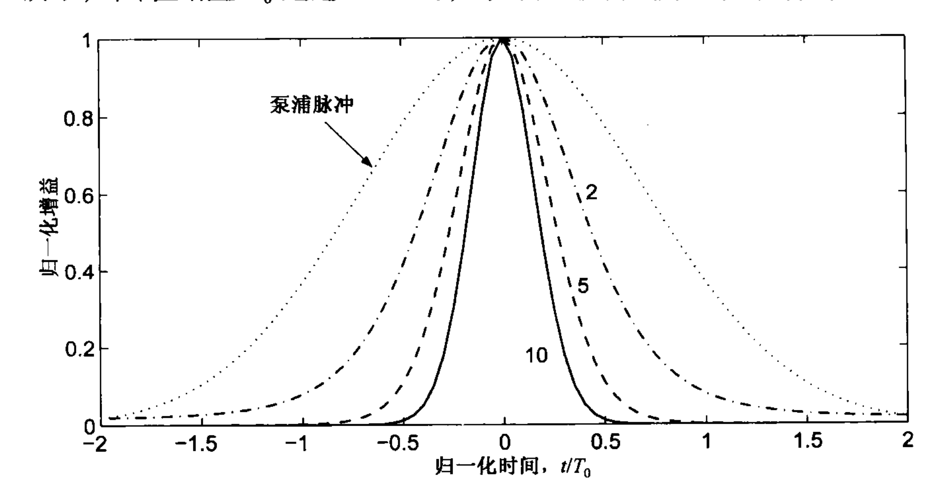


图 8.15 在泵浦脉冲为高斯形的情况下,$\gamma P_0 L$ 取不同值时基于 FWM 的光开关的开关窗口

8.3 时域光开关的应用

时域光开关可以有多种用途，从光波系统中的信道解复用到数据格式的转换[65~67]。由于在总比特率超过 100 Gbps 的信号中，每个脉冲宽度只有几皮秒，因而解复用技术对通过光时分复用(OTDM)产生的高速比特流来说是不可或缺的。这一节首先讨论光时域开关在解复用方面的应用，然后再对其他方面的应用进行介绍。

8.3.1 信道解复用

OTDM 信号由包含几个信道的高速比特流组成，每个信道都以一个较低的比特率传输，并以周期方式彼此交织。如果有 10 个信道，每个信道的比特率为 40 Gbps，则在时域上进行复用后，就能组成 400 Gbps 的比特流。对这个高速 OTDM 信号解复用就需要采用光时域开关，可以将属于特定信道的所有比特挑选出来，再令其由不同的端口输出。这种开关要求控制脉冲的速率与单信道比特率相同(此例中为 40 Gbps)，这样就可以利用非线性现象，如 XPM 或 FWM，有选择地对信号脉冲进行开关作用。这种控制脉冲序列称为光时钟(optical clock)。

如图 8.16 所示的，一种选择单个脉冲的方法是利用光纤中的 FWM。在该方案中，光时钟作为泵浦源，其波长与信号波长相差几纳米。只有当信号脉冲与泵浦脉冲同时出现并在时域中交叠的时候，FWM 才会在一个新的波长处产生闲频脉冲。而新波长处的滤波器会阻隔泵浦与信号脉冲，于是输出属于某一特定信道的比特流。通过调整时钟相位，时钟脉冲就会与另一个特定信道的脉冲交叠，这样就可以选出其他的信道。这一技术最早是在 1991 年对 16 Gbps 的比特流进行解复用时采用的[68]。

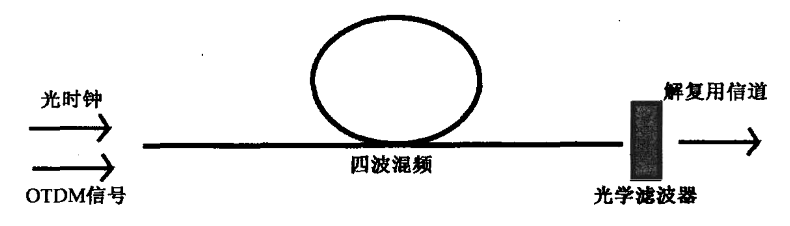


图 8.16　基于四波混频的解复用方案

在后来的实验中，信号比特率接近 1 Tbps，表明光纤可以用来开关脉宽小于 1 ps 的脉冲。保偏光纤由于具有无视环境起伏而保持偏振态不变的能力，常被用做 FWM 的非线性介质。早在 1996 年，就已经证实采用 1 ps 的时钟脉冲可以将 500 Gbps 的 OTDM 信号解复用到 10 Gbps[69]。基于 FWM 的解复用器有一个独特的优势，即通过同一光纤中的参量增益可以对解复用后的信道进行放大[70]。

基于 FWM 的解复用器也有一个问题，这和 FWM 过程本身的偏振敏感性有关。一般来说，当泵浦光与信号同偏振时会产生最大的参量增益。如果信号的偏振态与泵浦光的不同，而且随时间无规律地变化，那么信号与闲频光的功率就会出现较大的起伏，从而引起器件性能劣化。为此，可以采用偏振分集技术，即将入射信号分成相互正交偏振的两部分，分别进行处理[71]，但这会使器件变得更加复杂。2004 年，人们采用了一套简单的方案解决了偏振问题，这套方案有两点比较关键，一是在用于 FWM 的高非线性光纤的输入端附上一小段保偏光纤，二是用光学锁相环将时钟脉冲锁定在输入信号脉冲的峰值位置[72]。如图 8.17 所示，控制时钟脉冲的偏振方

向与保偏光纤的主轴成 45°,同时保偏光纤将随机偏振的信号脉冲分成相互正交的两个分量。由于在同一非线性光纤中同时发生两个分开进行的 FWM 过程,因此利用这一简单的实验结构就实现了偏振分集。这种方法能够将 160 Gbps 的比特流解复用为 10 Gbps 的单个信道,且偏振敏感度小于 0.5 dB。

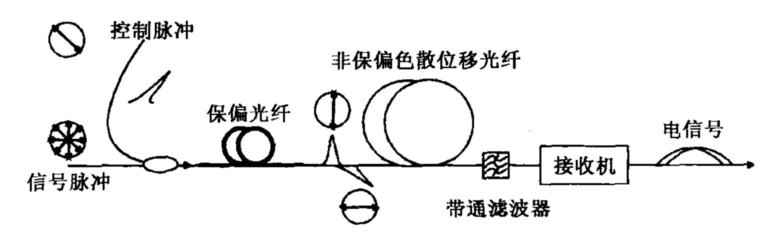


图 8.17 基于 FWM 的偏振不敏感解复用方案[72]

在另一种解决偏振问题的方案中,发生 FWM 的非线性光纤自身具有双折射[73],而且分成快慢轴反转的等长的两段。与光纤慢轴成 45°偏振的单泵浦时钟脉冲与需要解复用的高速信号共同在光纤中传输,泵浦脉冲的两正交偏振分量与信号通过 FWM 相互作用,产生包含解复用信道的闲频光。即使两偏振分量在第一段光纤中彼此分开,由于第二段光纤的快慢轴发生了反转,两偏振分量最后还会合在一起。光纤末端的光学滤波器可以阻隔泵浦脉冲与信号,使解复用信道以闲频光波长输出。

XPM 这种非线性现象也可以用于信道解复用。XPM 解复用是在 1990 年用 NOLM 首次实现的[74],实验结构图类似于图 8.1,入射信号波长为 λ_1,波长为 λ_2 的时钟脉冲作为泵浦源。1998 年,这样的 NOLM 已经可以将 640 Gbps 的 OTDM 信号解复用为 10 Gbps 的信号[75]。在该实验中,通过采用具有不同群延迟特性的九段 50 m 长的色散平坦光纤,可以将走离效应最小化。有几种方法可以实现偏振不敏感的 NOLM[76~80],其中一种如图 8.18 所示,其基本思想与图 8.17 给出的方案相似。用一小段保偏光纤分别将信号脉冲与控制脉冲沿快慢轴分成两个脉冲。中心位于信号波长的带通滤波器置于 NOLM 的一端,以阻止控制脉冲通过。逆时针方向传输的信号脉冲与控制脉冲发生 XPM 互作用,当信号脉冲通过环路并通过 XPM 将特定信号脉冲的相位改变了 π 后,属于解复用信道的信号脉冲就会出现在 NOLM 的输出端,第二段保偏光纤将解复用信号脉冲的两偏振分量复合到一起。

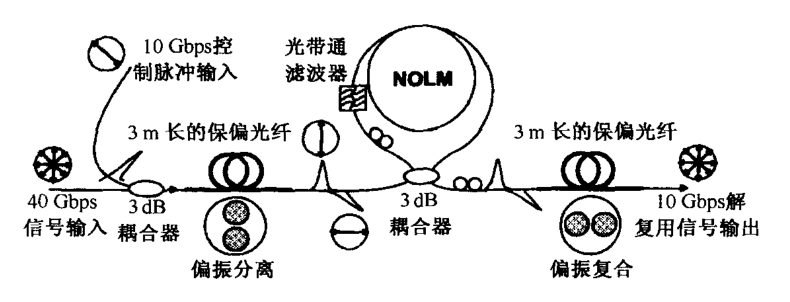


图 8.18 用 3 m 长的保偏光纤制成的基于 NOLM 的偏振不敏感解复用方案[80]

与波长变换类似,利用 XPM 效应并不一定需要 NOLM。在 2001 年的一个实验中,用类似于图 8.3 所示的波长变换的方案实现了解复用[81]。唯一的区别是波长为 λ_1 的探测波被 OTDM 数据信号所取代,波长为 λ_2 的强时钟脉冲起泵浦光的作用。时钟脉冲通过 XPM 移动与其在时域上交叠的那些信号脉冲的频谱,然后用光学滤波器选择这些信号脉冲,结果在时钟脉冲波长处

得到解复用信号。该实验选用零色散波长为 1543 nm 的 5 km 长的光纤,波长为 1534 nm 且重复频率为10 GHz 的14 ps 控制脉冲,与波长为 1538.5 nm 的 80 Gbps OTDM 信号共同传输。图 8.19 为光纤前后的频谱与滤波后的频谱。

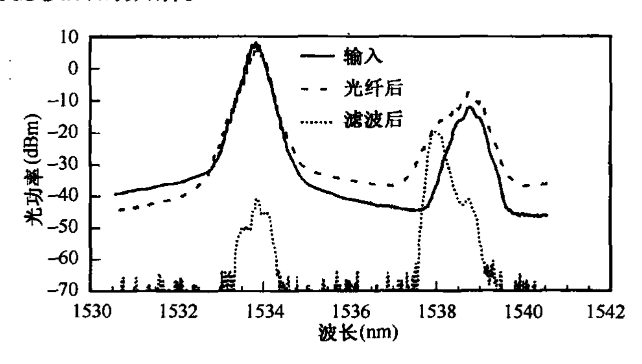


图 8.19 在不同位置测量的频谱[81]

正如 8.1.1 节所讨论的,信号脉冲与控制脉冲之间的群速度失配在基于 XPM 的光开关中起重要作用,开关窗口由两者之间的初始偏移量决定。通过将控制脉冲与信号脉冲的波长设置在光纤零色散波长的两侧,可以减小这种群速度失配。另外,采用高非线性光纤不仅可以降低所需控制脉冲的平均功率,还可以用最短的光纤长度解决群速度失配问题。这种技术还有一个优点,就是可以用不同波长的多个控制脉冲同时对多个信道解复用。图 8.20 为该方案的示意图[82],该方案在 2002 年的实验中得到了实现,它在 500 m 长的高非线性光纤中利用 XPM 将 40 Gbps 的复合比特流解复用为 4 路 10 Gbps 的信号。在另一个实验中,仅用 100 m 长的光纤就将 160 Gbps 的比特流解复用为 16 路 10 Gbps 的信号[83]。

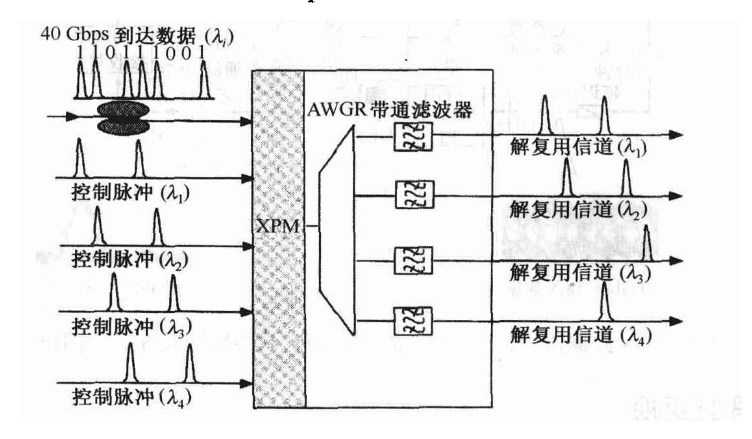


图 8.20 用 4 个不同波长的光时钟同时对 4 个信道进行解复用,AWGR 为阵列波导路由器[82]

用微结构光纤或由 n_2 值较高的材料制成的非石英光纤,可以大大减小光纤长度。在 2005 年的一个实验中[84],由于采用了非线性参量 γ 值高达 1100 W^{-1}/km 的氧化铋光纤,所需的光纤长度仅为 1 m。重复频率为 10 GHz 的 3.5 ps 控制脉冲序列的平均功率被放大到 0.4 W,这样就可以保证峰值功率足够高($P_0 > 10$ W),即使对于 1 m 长的光纤,$\gamma P_0 L$ 的值也能超过 10。在该实验中,光纤起到克尔光闸的作用[1],并通过 XPM 感应的非线性双折射改变所选信号脉冲的偏振态,使只有被选中的信号脉冲才能通过光纤输出端的检偏器。由于可以忽略短光纤的走离效应,因而测量到的开关窗口足够窄(仅有 2.6 ps 宽),可以对 160 Gbps 的比特流解复用。

可以用许多方法实现解复用器的偏振无关运转,如偏振分集或通过旋转光纤产生圆双折射[20]。在2006年的一个实验中,采用了具有线性双折射的30 m长的光子晶体光纤[85]。时钟脉冲的偏振方向与光纤的慢轴成45°,这样其能量可以均分到快轴与慢轴上。由于波长不同,信号脉冲与时钟脉冲的偏振态会以不同的拍长周期性地演化,因而其相对偏振态是近似随机变化的。这一特点会导致XPM效应的平均化,并产生一个与信号偏振态无关的输出。在后来的实验中,采用高速偏振扰频器(扰偏器)使160 Gbps信号脉冲的偏振态随机变化,但10 Gbps时钟脉冲的偏振态却保持固定不变[86]。在2 m长的氧化铋光纤中发生了XPM感应频谱展宽。由于偏振扰频的作用,这一解复用器的性能对数据比特流的输入偏振态几乎是不敏感的。

对于多信道光波系统来说,插分复用器是另一个关键器件。这种器件是为WDM系统开发的,已有很多商业应用。在OTDM系统中,该器件在得到实际应用前也需要实现同样的功能,而一些半导体插分复用器已经得到了应用。研究表明,基于XPM的解复用器同样可以通过设计上的微小改变来实现插分复用器的功能。图8.21所示为通过50 m长的高非线性光纤中的XPM,在80 Gbps的数据流插分10 Gbps信号的实验装置图,图中还给出了5个不同位置处的眼图[87]。在后来的实验中,通过采用氧化铋光纤,将光纤长度减小到1 m[88]。

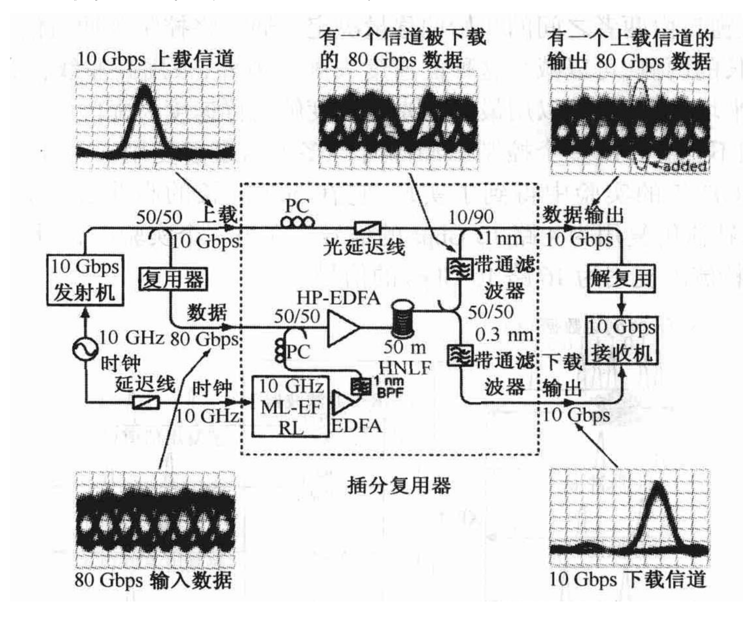


图8.21　在80 Gbps数据流中插分10 Gbps信道的实验装置图及5个不同位置处的眼图[87]

8.3.2　数据码型变换

光通信系统对比特流采用了多种编码方式。在WDM网络中,由于非归零(NRZ)码具有较高的频谱效率,因而常被采用。归零(RZ)码或其变化形式,如载波抑制归零码(CSRZ),在高速传输的OTDM系统中变得越来越重要。近年来,由于DPSK(差分相移键控)码可以减小XPM感应的系统性能的劣化,因而受到了广泛的关注。在网络环境中,需要在RZ,NRZ,CSRZ及DPSK信号之间进行变换。NRZ和RZ码之间的几种全光变换都应用了半导体激光器和放大器中的非线性效应[89~92]。这一节主要讨论利用光纤中的非线性效应实现码型变换的器件。

从图8.22可以很容易看出,NOLM内的XPM是如何对NRZ和RZ码进行变换的[93],其中DSF代表色散位移光纤。对于NRZ码变换为RZ码的情况,可以使光时钟脉冲(等于比特率的

常规脉冲序列)在环路中只沿一个方向传输,从而改变 NRZ 脉冲的相位(见图 8.1)。对于 RZ 码变换为 NRZ 码的情况,可以让 RZ 数据脉冲只沿一个方向传输来改变连续光的相位。在这一过程中,最大的限制因素是走离效应,它决定了 NOLM 的开关窗口。基于 SOA 的 NOLM 如图 8.10 所示,已用于将 RZ 码或 NRZ 码比特流变换为 CSRZ 码比特流[91]。

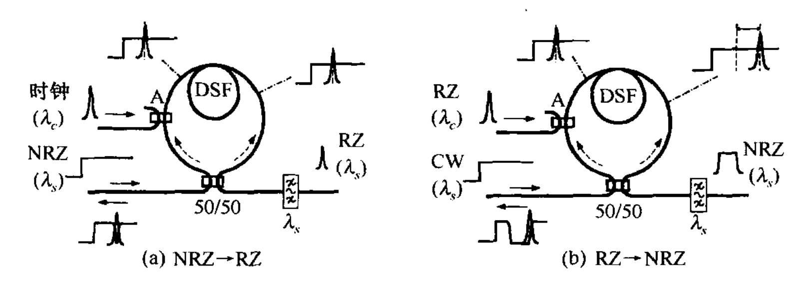


图 8.22 利用 NOLM 实现码型变换[93]

近些年来发展了一些基于光纤的码型变换方案[94~96]。在 2005 年的一个实验中,利用非线性光纤中 XPM 感应的波长移动,实现了 RZ 码到 NRZ 码的变换[94]。该方案与图 8.3 所示的类似(见波长变换部分),唯一区别是光学滤波器的中心准确位于连续探测波长处。RZ 码信号作为泵浦光对连续探测光的相位进行调制,感应的啁啾使表示"1"比特的脉冲的波长发生了位移;而滤波器阻止了这些脉冲,只让"0"比特通过。最后得到的比特流是原始 RZ 码信号的极性反转 NRZ 码形式。

至于将 NRZ 码变换为 RZ 码,可以采用类似的方案[95]。这种情况下,光时钟脉冲作为泵浦脉冲,在光纤中与 NRZ 码信号共同传输,两者之间的 XPM 互作用使得信号频谱展宽。与波长变换类似,光学滤波器的位置偏离信号波长,最后输出的就是 NRZ 码信号的 RZ 码形式。该方案受偏振敏感性的影响,因为 XPM 本身的非线性过程就具有偏振相关性[1]。通过采用图 8.23 所示的偏振分集环路,可以使其成为偏振不敏感的码型变换器。时钟脉冲(控制脉冲)的偏振方向与偏振分束器(PBS)的主轴方向成 45°,这样功率就可以在两个相反的传输方向上均分。具有随机偏振态的 NRZ 码信号同样分成了两个正交偏振的分量,然后再经同一个 PBS 将这两个分量复合,最后用光环行器将输出引向通带适当偏移的光学滤波器。

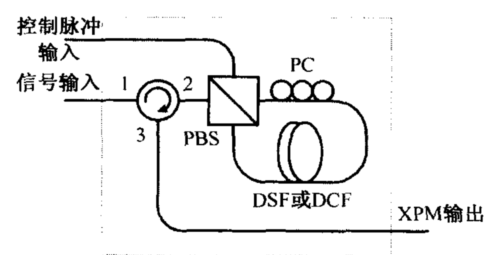


图 8.23 采用偏振分集环路的 NRZ-RZ 码型变换实验装置图[95]

RZ 码变换到 NRZ 码只是利用了正常色散光纤中 SPM 感应的频谱展宽效应[96]。光纤中的 SPM 使 RZ 码脉冲引入啁啾,并产生了相当的展宽,如果光纤长度可以使脉冲展宽到填满整个比特槽,那么输出就是原始比特流的 NRZ 格式。

8.3.3 全光取样

对高速光信号(如 40 Gbps 比特流)进行测量,要求时间分辨率小于 10 ps。虽然用带有超快光电二极管的电取样示波器可以提供 8 ps 的上升时间,但对于带宽超过 100 GHz 的 OTDM 信号来说还是受到了限制。为了解决这一问题,人们研发了几种利用光纤中的 XPM 或 FWM 现象制成的全光取样技术。

基于 FWM 的全光取样技术最早是在 1991 年实现的,但由于非线性相对较弱,需要 14 km

长的色散位移光纤[97]。不久,SOA 内的 FWM 开始用于全光取样[98~100]。到 1999 年,这种方法已经可以用在 160 Gbps 的系统中[101]。随着高非线性光纤的出现,基于光纤中 FWM 的全光取样技术得到进一步发展[102~104],并在 2006 年达到商用水平。

这种全光取样技术的基本原理可以通过图 8.24 来理解[104],它利用了快变信号的周期特性,该周期等于信号的比特率 B。图 8.24(a)至图 8.24(d)分别是输入信号、短泵浦脉冲(取样脉冲序列)、通过 FWM 产生的闲频脉冲序列、取样脉冲(点线)与其拟合形状(实线),小插图比较了泵浦脉冲(实线)与闲频脉冲(虚线)。信号脉冲与高功率的窄泵浦脉冲一同注入非线性光纤,泵浦脉冲的重复频率 f_s 满足 $B = Mf_s + \Delta f$, M 为整数, Δf 决定了扫描速率。如图 8.24 所示,每个相继的泵浦脉冲与信号脉冲的不同部分交叠。由于只有当信号脉冲与泵浦脉冲同时出现时才发生 FWM,因而产生的闲频脉冲就代表对信号脉冲的取样,而且由于参量增益的指数特性,取样信号脉宽甚至比泵浦脉宽还要窄。这些取样的速率相对较低(通常小于100 MHz),受泵浦脉冲重复频率的控制,可以用带宽较低的探测器进行测量。由此得到的电信号表示原始信号的时域放大副本,这可用于信号脉冲形状的重构并推测其脉宽。

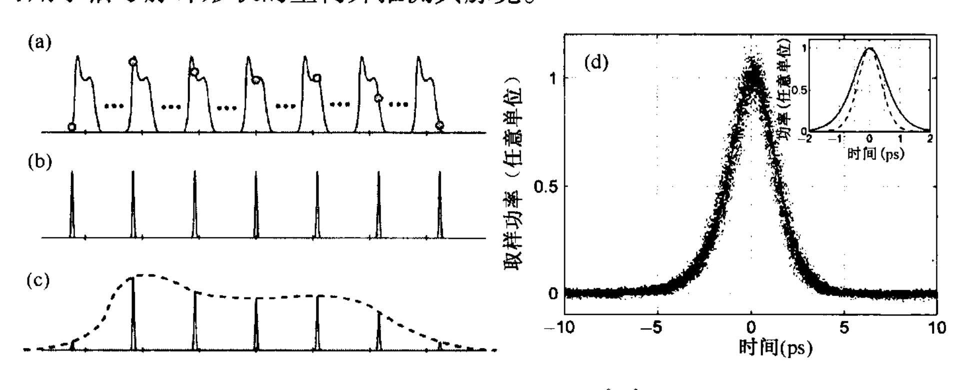


图 8.24　全光取样的原理[104]

例如,图 8.24(d)给出了重复频率为 10 GHz(波长 1565 nm)的锁模光纤激光器产生的 2.8 ps 脉冲的重构波形。重复频率为 100 MHz,脉宽为 1.3 ps 且波长为 1541 nm 的取样泵浦脉冲与信号光一同注入 10 m 长高非线性光纤中,得到的闲频脉冲表明,用 FWHM 为 2.95 ps 的双曲正割函数可以很好地拟合锁模脉冲。对于已知的 2.8 ps,估计的 0.93 ps 时间分辨率比 1.3 ps 的泵浦脉冲更窄[104]。这可以由图 8.24(d)中的插图来理解,它将泵浦脉冲(实线)与闲频脉冲(虚线)进行了比较。在相位匹配条件下,闲频脉冲功率与泵浦功率成指数关系,所以闲频脉冲会更窄。

基于 XPM 的取样技术最早是在 1991 年用 NOLM 作为光开关实现的[105]。由于传统光纤的非线性参量 γ 的值相对较小,因而对于 100 m 或更短的环长就需要高峰值功率。这一问题可以通过采用图 8.10 中的器件来解决,即使用 SOA 作为非线性元件[105]。使用 γ 值相对较大的高非线性光纤可以作为备选方案。这一技术的实验装置与图 8.3 所示的 XPM 感应波长变换装置类似,主要区别是在 λ_1 波长处采用短脉冲代替连续光,使波长为 λ_2 的信号波长发生了位移。

在 2004 年的一个实验中,利用 50 m 长的高非线性光纤中的 XPM 实现了比特率为 500 Gbps 的光取样[106]。锁模光纤激光器提供脉宽为 1.1 ps 的泵浦脉冲,用于信号脉冲的取样。在取样时间段内,每个泵浦脉冲通过 XPM 使信号波长发生位移,取样时间与泵浦脉冲宽度有关。通带与信号波长适当偏离的光学滤波器只通过这些取样脉冲。对于 320 Gbps 的信号脉冲,时间分辨率估计为 0.7 ps。

8.4 光再生器

正如在 7.1 节中所讨论的，现代光波系统中传输信息的光比特流在光纤链路中传输时会有较大程度的劣化。由于光纤损耗，光脉冲的峰值功率会降低，而且由于色散与非线性效应的共同作用，其形状也会有一定的畸变。采用光放大器可以管理光纤损耗，但由于放大的同时加入了放大自发辐射噪声，因而会对“0”和“1”比特信号同时造成影响，引起比特流性能劣化，同时还会引起脉冲位置的随机变化（定时抖动）。

理想的光再生器是一种将劣化的比特流变为其初始形式的器件，主要有三种功能：再放大、再整形和再定时。这样的器件通常称为 3R 再生器（3R regenerator），以强调它们同时具有这三种功能。根据这一术语，光放大器可以归为 1R 再生器，因为它对比特流仅仅是再放大。能完成前两种功能的器件称为 2R 再生器。为了实现脉冲的再整形与再定时，2R 与 3R 再生器工作的时间尺度比比特槽短，通常为 10 ps 或者更短，这取决于光信号的比特率。由于光纤中非线性效应的响应时间在飞秒量级，因此在这种器件中使用高非线性光纤已变得相当普遍。实际上，已经开发的很多技术都利用了 7.2 节中介绍的三种主要的非线性效应（SPM，XPM 和 FWM）。这一节主要讨论这些器件的基本物理原理及其在系统中的应用。

8.4.1 基于 SPM 的再生器

虽然基于 SPM 的 2R 再生器的基本思想在 1998 年就已经成形[107]，但对这种器件的研究直到 2003 年以后才广泛展开[108~116]。图 8.25 为该器件的示意图[113]。畸变的带噪声信号在高非线性光纤中传输之前先经过 EDFA 进行放大，由于 SPM 感应的频率啁啾，其频谱有相当程度的展宽；然后通过中心波长经过精心选择的带通滤波器，结果输出比特流的噪声就会得到有效抑制，脉冲特性也有很大的改善。

对通过非线性方法改变相位的信息流进行频谱滤波，能够在时域上提高信号质量，这乍看起来也许不可思议。然而，可以很容易地发现这一方案为什么能清除“0”比特信号的噪声。由于“0”比特中的噪声功率较低，在数据为“0”比特时频谱并没有很大的展宽。如果光学滤波器的通带与入射频谱峰值偏移足够大，那么噪声就会被滤波器阻隔。实际应用中，这个偏移的选择可以使“1”比特的脉冲通过滤波器而不会受到太大的畸变。“1”比特脉冲的噪声功率也会降低，这是因为峰值功率的微小变化不会对脉冲频谱造成很大的影响，结果输出的比特流就会更“干净”。

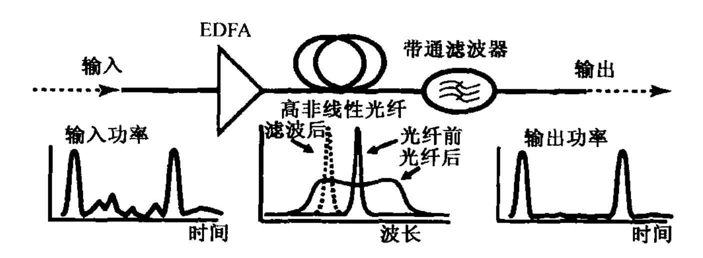


图 8.25 基于 SPM 的 2R 再生器（上图）及其对比特流的作用（下图）[113]

要理解基于 SPM 的再生器的工作原理，需要用到本书原理篇第 4 章中给出的分析[1]。如果忽略高非线性光纤中的色散效应，那么光场的相位就只受到光纤中 SPM 的影响，

$$U(L,t)=U(0,t)\exp[i\gamma P_0 L_{\rm eff}|U(0,t)|^2] \tag{8.4.1}$$

式中，$L_{\rm eff}=(1-{\rm e}^{-\alpha L})/\alpha$ 为损耗参量为 α 时长度为 L 的光纤的有效长度，P_0 为脉冲的峰值功率，$U(0,t)$表示入射光场。由于光学滤波器在频域中起作用，经过滤波器后的光场可以记为

$$U_f(t)=\mathscr{F}^{-1}\{H_f(\omega-\omega_f)\mathscr{F}[U(L,t)]\} \tag{8.4.2}$$

式中，$\mathscr{F}$表示傅里叶变换算符，$H_f(\omega-\omega_f)$表示相对脉冲载频偏移 ω_f 的滤波器的传递函数。

基于 SPM 的再生器的性能取决于 3 个参量，即最大非线性相移$\phi_{\rm NL}\equiv\gamma P_0 L_{\rm eff}$，滤波器通带偏移 ω_f，以及滤波器带宽 $\delta\omega$。滤波器带宽必须大到可以包含整个信号，从而使光脉冲宽度保持完整，这样就只留下了两个设计参量。在 2005 年的一项研究中[112]，脉冲形状与滤波器的传递函数都采用高斯形，结果得到了最佳的参量值。一般说来，$\phi_{\rm NL}$不应该太大，这是因为如果频谱太宽，则滤波器引起的损耗就会变得很大。$\phi_{\rm NL}$的最佳值应接近 $3\pi/2$，因为此时 SPM 展宽的频谱会出现两个尖峰，并且在脉冲的原始载频处有一个很深的下陷[1]。注意，$\phi_{\rm NL}=L_{\rm eff}/L_{\rm NL}$，其中 $L_{\rm NL}$ 为非线性长度，这样最佳 $L_{\rm eff}$应接近 $5L_{\rm NL}$。在这种情况下，发现滤波器偏移的最佳值应为 $\omega_f=3/T_0$，这里 T_0 为高斯脉冲的半宽，功率分布为 $P(t)=P_0\exp(-t^2/T_0^2)$。

图 8.26 所示为$\phi_{\rm NL}=5$ 且高斯脉冲宽度为 2 ps(适合 160 Gbps 的比特率)时，基于 SPM 的 2R 再生器对噪声减小的数值结果[112]。每个入射脉冲的峰值功率有 10%的变化(平均值为 1 mW)，但为了保持同样的脉冲能量，其宽度也发生了变化。在输出端，噪声功率从平均峰值功率的 10%降低到 0.6%，功率变化幅度从 10%降低到 4.6%。噪声功率被如此大地减小，是由于再生器近乎完全阻隔了"0"比特时隙内的噪声脉冲。例如，图 8.26(a)所示峰值功率为 0.1 mW 的噪声脉冲几乎完全被再生器阻隔了。

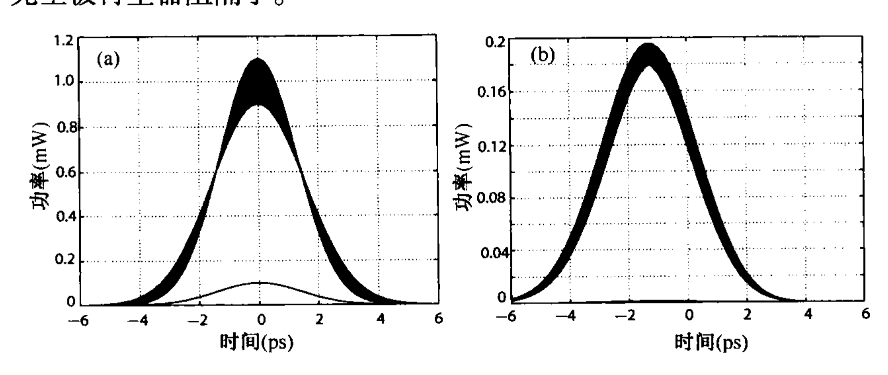


图 8.26 数值模拟得到的基于 SPM 的 2R 再生器的(a) 输入端与(b) 输出端的脉冲形状[112]

只要色散效应可以忽略，前面的分析就是有效的。在高速传输系统中，脉冲宽度很小，色散效应不能忽略。但是，正常色散与反常色散两种情形必须要区别开。20 世纪 90 年代，人们发现在孤子系统的在线放大器后加入光学滤波器可以维持孤子传输数千千米，于是开展了对反常 GVD 情形的研究[117~120]。在这种情形下，SPM 和 GVD 发生在传输光纤自身内部。人们也考虑过类似于图 8.25 的孤子再生器的设计[121,122]，但是其工作原理却不同于图 8.25 中的非孤子再生器，因为在孤子再生器中滤波器中心恰好处于载频位置而没有偏移。

在正常 GVD 情形下，基于 SPM 的再生器设计需要一个相对载频有一定偏移的滤波器，但色散效应也很重要，需要考虑在内。这时最佳光纤长度取决于非线性长度 $L_{\rm NL}$ 和色散长度 $L_D=T_0^2/|\beta_2|$，为 $L_{\rm eff}=2.4L_D/N$[108]，这里的参量 N 定义为[1]

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \tag{8.4.3}$$

由于 L_D 与 L_{NL} 大小相当，因此色散效应有必要考虑在内。

基于 SPM 的 40 Gbps 再生器的实验优化方案如图 8.27 所示，其中 HNLF，EDTM 和 PRBS 分别表示高非线性光纤、电时域解复用和伪随机比特流。用 0.8 nm 带通滤波器有意将 3 ps 锁模脉冲展宽到 6.25 ps，2R 再生器由高功率 EDFA、2.5 km 长的高非线性光纤及 1 nm 带宽光纤光栅可调谐滤波器组成。考虑了光纤损耗后，光纤的有效长度 L_{eff} 为 2.1 km。对于 2 nm 的滤波器波长偏移，发现再生信号的信噪比（通过测量 Q 因子估算）取决于参量 N，并且当 $N = 12$ 时得到最大值。该实验清楚地表明，入纤功率取决于光纤长度和滤波器的偏移，必须进行优化才能使这种再生器工作良好。

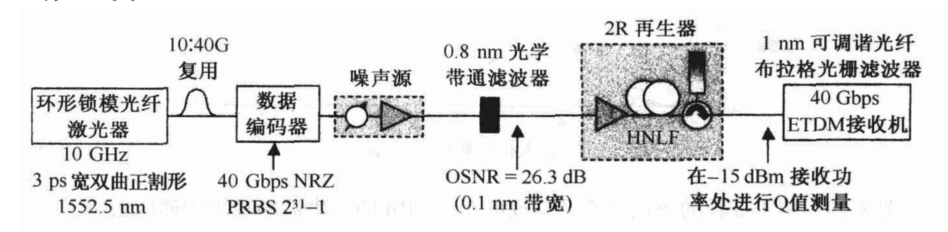


图 8.27　工作在 40 Gbps 的基于 SPM 的 2R 再生器的实验装置图[108]

采用 n_2 值较大的非石英光纤可以在很大程度上减小所需的光纤长度。在 2005 年的一个实验中[111]，采用了 2.8 m 长的硫化物（As_2Se_3）光纤。这种光纤在 1550 nm 附近表现出较大的正色散，$\beta_2 > 600\ \mathrm{ps^2/km}$。但事实证明，这么大的色散值实际上非但没有降低器件的性能，反倒令其性能有所提高。由于这种光纤的非线性参量值很大（$\gamma \approx 1200\ \mathrm{W^{-1}/km}$），因此所需的峰值功率降低到大约 1 W，而较大的 β_2 将实验中 5.8 ps 脉冲的色散长度 L_D 减小到约为 18 m。在这些条件下最佳光纤长度接近 3 m。图 8.28 所示为光纤色散对 SPM 展宽频谱的影响，以及光学滤波器位置固定时再生器传递函数的变化，为便于比较，用虚线表示无色散情形。由频谱振荡幅度减小所引起的传递函数的改善，可以使频谱变得相对平滑。甚至硫化物光纤中出现的双光子吸收这种通常不希望出现的现象，也有助于改进器件的性能[114]。

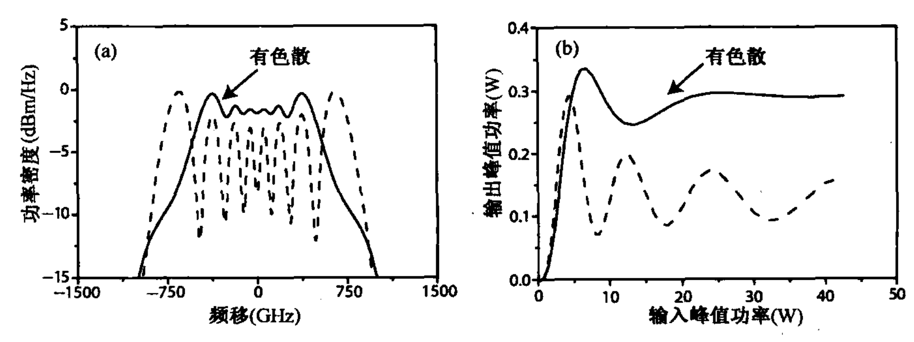


图 8.28　对于用 2.8 m 长的硫化物光纤制成的基于 SPM 的 2R 再生器，正色散对（a）脉冲频谱及（b）功率传递函数的影响[111]

在 2006 年的一个实验中，用 1 m 长的氧化铋玻璃光纤和可调谐 1 nm 带通滤波器制成了基于 SPM 的再生器[115]，滤波器中心波长相对 10 Gbps 比特流的载波波长偏移 1.7 nm。这么短的光纤，可以忽略其损耗（约为 0.8 dB），而且在 1550 nm 处存在 330 $\mathrm{ps^2/km}$ 的正色散。光纤的非线

性参量 γ 约为 1100 W^{-1}/km。由于高非线性与正色散，当入射脉冲的峰值功率足够大(约为 8 W)，可以引起足够大的频谱展宽时，这种光纤就能很好地作为 2R 再生器使用。图 8.29 将测量到的功率传递函数与理论预测做了比较，低输入功率时输出可以忽略，而且透射峰相对较宽，这可在很大程度上降低“0”比特和“1”比特的功率起伏。

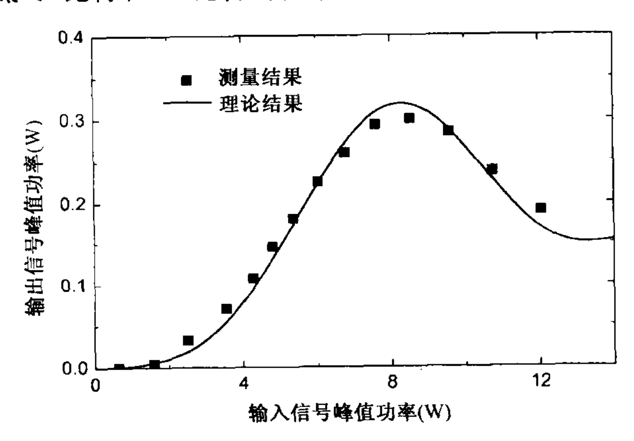


图 8.29 用 1 m 长的氧化铋光纤制成的基于 SPM 的再生器的功率传递函数[115]

XPM 这种非线性现象对于光信号再生同样有用[123~125]。在一项研究中[123]，提出用级联马赫-曾德尔干涉仪实现这一目的，其中半导体光放大器作为非线性元件。在 2001 年的一个实验中，采用了基于光纤的解复用方案，OTDM 比特流经过解复用后噪声减小，表现出再生特性[124]。基本方案类似于基于 SPM 的再生器(见图 8.25)，只是在该方案中，OTDM 信号与作为光时钟的控制脉冲共同入射。在非线性光纤中，所有信号脉冲的频谱都通过 SPM 得到展宽，但特定信道的脉冲由于与控制脉冲交叠，会经历额外的 XPM 感应频谱展宽。相对载频有一个最佳偏移量的光学滤波器对这些脉冲进行选择，同时也提高了信噪比。因此，该方案在实现信号解复用的同时，还具有 2R 再生功能。

在 2003 年的一个实验中，采用类似的方案实现了 80 Gbps 比特流的波长变换[125]，其新特点是，对 1 km 长的高非线性光纤进行后向泵浦以提供喇曼增益。由于在产生 XPM 效应的光纤中存在喇曼增益，因此提高了波长变换效率；泵浦功率为 600 mW 时测量到转换效率提高了21 dB。得到的波长变换信号由于经过滤波与 XPM 感应的频谱展宽，噪声得到了减小，因而其信噪比与消光比都有很大的改善。

任何能够通过 SPM 和 XPM 效应产生非线性功率转移特性的器件都可以用做 2R 再生器。正如在 3.2 节中讨论的，NOLM 形式的萨格纳克干涉仪就是这样一个非线性器件。实际上，早在 1992 年，它就被用来验证光学再生效应[126]。在该实验中，XPM 感应相移可以改变 NOLM 的透射特性并再生比特流。不久之后，人们对这种器件进行了分析[127]，并在孤子系统中用来实现光脉冲的再生[93]。克尔光闸可作为 40 Gbps 信号的再生器，它利用 XPM 改变信号的偏振态[128]。

在 2003 年的一个实验中[129]，采用高度不对称的 NOLM 将信号噪声降低了 12 dB。图 8.30 为该实验装置示意图，其中 PBS 和 FPC 分别表示偏振分束器与光纤偏振控制器。用分光比可调的光纤耦合器制成 NOLM，以保证反向传输的光的功率在 250 m 长的保偏光纤制成的萨格纳克环中有明显的区别。当分光比为 90:10 时，SPM 与 XPM 共同在两个方向上产生相对相移，这样 NOLM 的功率传递函数在入射功率为 5 mW 左右有一段近乎平坦的区域，在这一区域内噪声也大幅度降低。用这种方法可以将 40 Gbps 系统的光信噪比提高 3.9 dB[130]。

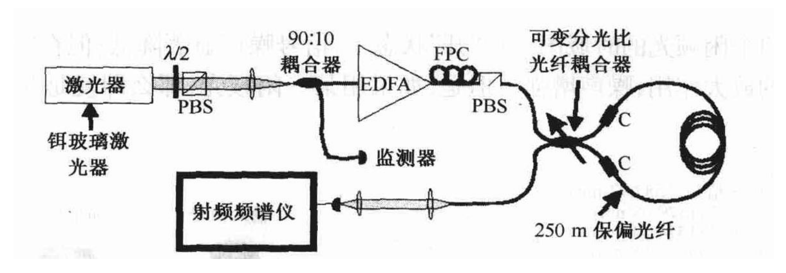


图 8.30 基于 NOLM 的 2R 再生器的实验装置图[129]

8.4.2 基于 FWM 的再生器

从 2000 年起,基于 FWM 这种非线性现象的 2R 再生开始受到关注,并有几个实验证实了这种再生器在实际应用中的应用[131~137]。正如 8.1.2 节所述,FWM 可以将光纤变为参量放大器。与任何放大器类似,当信号功率大到使放大器饱和的时候,FOPA(光纤参量放大器)的增益也会饱和[132]。由于这种增益饱和,脉冲峰值功率的起伏会在很大程度上得到减小。图 8.31(a)为 FOPA 对噪声功率的减小作用[134],其中 FOPA 是用 500 ps 脉冲(峰值功率为 1.26 W)在靠近零色散波长泵浦2.5 km 长的色散位移光纤实现的。FOPA 在小信号功率下的增益为 45 dB,但当输出信号功率接近200 mW 时出现增益饱和。因此,信号的噪声功率降低了至少 20 倍。这在图 8.31(b)的时域图中一样很明显。

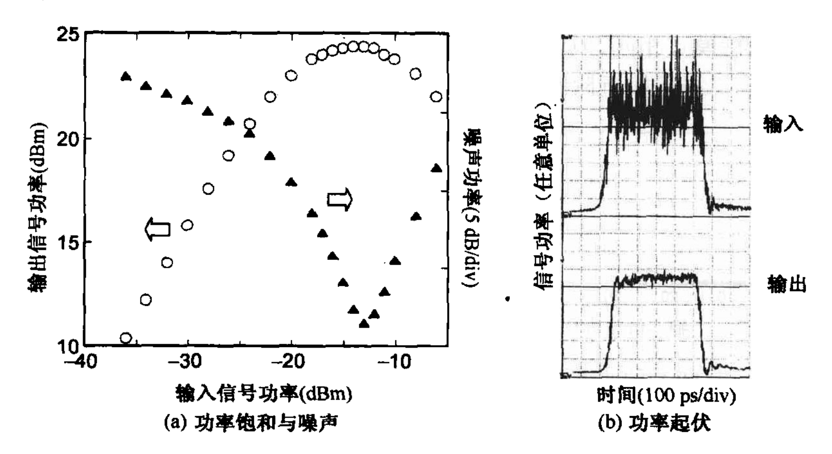


图 8.31 在 2.5 km FOPA 中的输出信号功率饱和、噪声功率降低和输入/输出端的功率起伏[134]

由于假设沿光纤几乎没有泵浦功率的消耗,因此 8.1.2 节的简单理论就不能用来描述 FOPA 中的增益饱和效应。对于用做 2R 再生器的 FOPA,信号功率会变得很大,这样泵浦功率的消耗就很明显。此外,高功率的信号与闲频光会作为泵浦激发级联的 FWM 过程,从而产生多个新波[131]。所有这些闲频光都是信号的波长位移拷贝,且与信号相比噪声低得多。单泵浦 FOPA 的实验结果与考虑了泵浦消耗的理论模型相符[133]。

实际应用中,人们通常更偏爱双泵浦 FOPA,因为可以通过选择合适的泵浦波长与偏振态,使增益近乎是偏振无关的。正如所期望的,这种双泵浦 FOPA 也可以作为 2R 再生器使用[136]。图 8.32(a)通过绘出 FOPA 的输出功率随输入信号功率的变化曲线给出了信号与三个闲频光的功率传递函数,其中 FOPA 由 1 km 长的高非线性光纤制成(零色散波长为 1583 nm),两台波长分别为 1567 nm 和 1603.5 nm 的激光器作为泵浦。图 8.32(b)中还给出了 10 Gbps 入射比特流的输

入、输出信号及两个闲频光的时域图。在“开”状态下,信号噪声显著降低;但在“关”状态下(“0”比特),由于FOPA的放大作用,噪声增强。但是,如果用某一闲频光,那么即使是“0”比特,噪声也会减小。

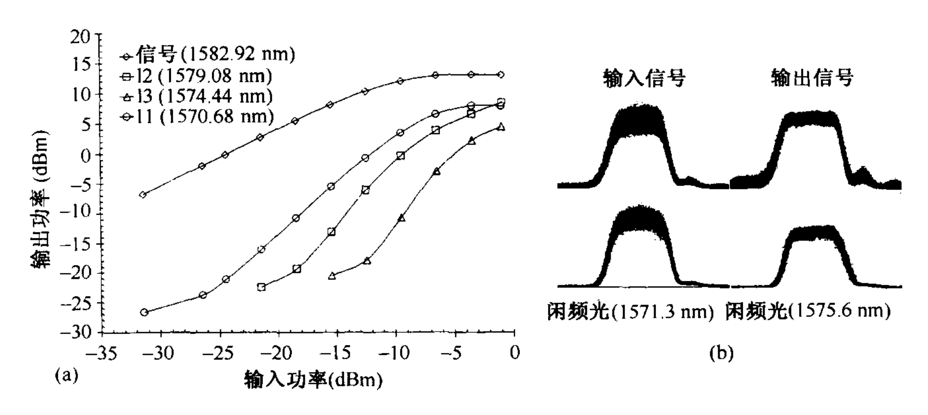


图 8.32 用高非线性光纤制成的双泵浦 FOPA 的信号光、三个闲频光的输出功率及表明信号、闲频光噪声减小的时域轮廓[136]

基于 FWM 的再生器的性能可以通过两个 FOPA 的级联进一步提高。在 2006 年的一个实验中[137],第一级 FOPA 的输出经过光学滤波器滤波,选出一个高阶的闲频光作为第二级 FOPA 的泵浦。连续种子光作为第二级 FOPA 的信号并产生相应的闲频光。这个闲频光与在第一级 FOPA 输入端入射的信号的比特模式相同,但前者噪声更低。图 8.33 所示为在第一级与第二级 FOPA 后测量的功率传递函数,第二级后接近阶跃函数的形状说明这一方案还有进一步改进的可能。

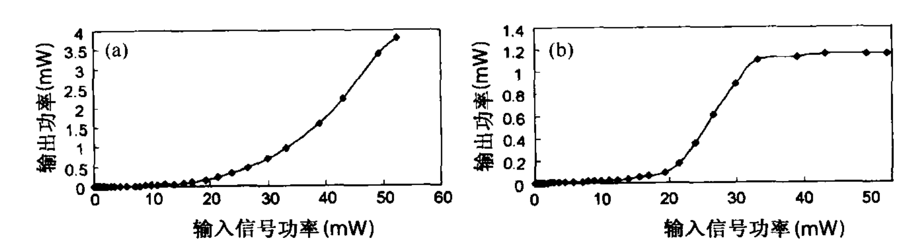


图 8.33 在基于 FWM 的两级再生器的(a) 一级与(b) 二级后测量到的功率传递函数[137]

8.4.3 DPSK 信号再生

到目前为止,我们已经讨论了 NRZ 或 RZ 比特流的全光再生。对于 DPSK 码,是在两相邻比特的相位差中进行信息编码的。虽然电场强度可以保持不变,但实际应用中 RZ-DPSK 码经常可以通过对所有比特槽采用同样的脉冲而对它们的相对相位编码来获得。之前讨论过的大多数方案都不能用来再生 DPSK 信号,因为它们都是通过“0”比特和“1”比特的功率不同得以实现的。实际上,这一节讨论的几种技术都是为了这个目的[138~147]。

在 2005 年的研究中,采用了类似于图 8.30 的 NOLM 结构,但有一个重要区别是,在光纤环一端加入了沿两个相反传输方向具有不同损耗的衰减器[140]。这个器件类似于光隔离器,可以用起偏器与法拉第旋转器制成,利用 3.2 节的理论可以全面分析这种器件的传输特性。尽管需要更高的输入功率,但功率传递函数存在一个平坦区,在这一区域 NOLM 产生的相移是一个常数且相当小。实验结果与理论预测相符[144]。

在 2007 年的一个实验中,将双向 EDFA(代替单向衰减器)置于 NOLM 的一端,实现了 RZ-

DPSK信号的再生[147]。输入信号被光纤耦合器不对称地分成两部分,较弱的子脉冲先经过EDFA放大,而较强的子脉冲通过萨格纳克环后再经EDFA放大。结果,较弱的子脉冲的SPM感应相移大得多。由于输出脉冲的相位受较强的子脉冲限制,NOLM不会造成输出脉冲相位有较大改变。图8.34给出了对于3 km长的光纤环($\gamma = 2.5\ \mathrm{W^{-1}/km}$),当放大器提供23 dB小信号增益而耦合器具有不同分光比时,测量到的功率和相位特性。正如所预期的,在一定范围的输入功率下,输出功率几乎保持恒定,这一特点可以降低噪声。重要的一点是,在这一区间内相位几乎恒定,信号的振幅噪声得到抑制,而不会转变为相位抖动。同时,"0"比特和"1"比特之间的相对相移很小(小于0.7π),不会影响DPSK比特流的编码。实际上,采用这种再生器后,测得的10 Gbps RZ-DPSK比特流的误码性能有了很大改善。通过在环中注入泵浦光,使其仅在一个方向上传输,可以通过喇曼增益实现放大[143]。

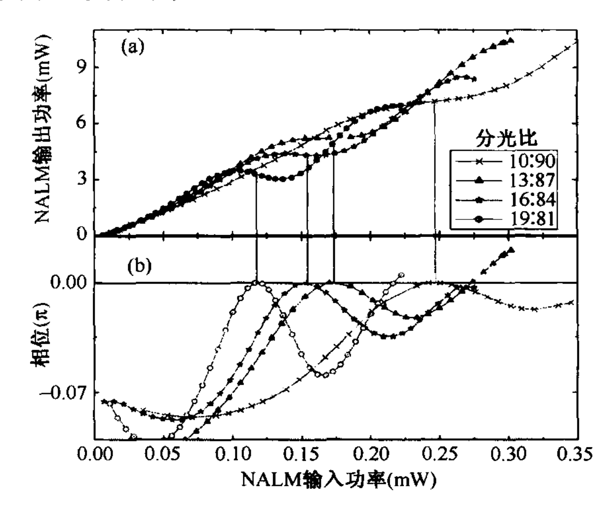


图8.34 不同分光比的NALM用于RZ-DPSK信号再生时的测量结果。(a) 功率传递函数;(b) 相位传递函数[147]

最简单的2R再生器如图8.25所示,可以对其进行适当修改以用于RZ-DPSK信号的再生。例如,如果非线性光纤提供反常色散,并在此之前加入可饱和吸收体,信号的相位则可以在长距离上几乎保持不变[141]。在这种条件下,就可以通过孤子效应与窄带滤波的共同作用,降低振幅噪声并对RZ脉冲再整形,而不会对信号相位造成很大的影响。基于FWM的方法也可以采用,它通过在零色散波长附近泵浦光纤和增加信号功率来使参量增益饱和,通过级联FWM产生多个闲频光。但是,还需要用光学滤波器选择信号并阻隔所有闲频光,以使信号相位中包含的信息的劣化最小。另外,还提出了基于XPM的DPSK信号再生方案[138]。

之前提出的方案通过降低振幅噪声(同时保持其相位)来再生RZ脉冲,但这并不能降低相位噪声。一种新型的方法是在马赫-曾德尔干涉仪或萨格纳克干涉仪中利用相敏放大实现这一目的[139]。在2005年的一个实验中,采用6 km长的萨格纳克环(或NOLM),在100 mW泵浦功率下实现了大于13 dB的相敏增益[142]。相位噪声大大降低,再生DPSK信号的误码率改善了100倍。在后来的实验中,用同样的萨格纳克环同时使振幅噪声和相位噪声降低了很多倍[145]。

图8.35所示为在萨格纳克干涉仪中加入相敏放大器的实验装置图,图中BERT,FS-DL,VOA,OC,PD,DI和SC分别表示误码率测试仪、光纤展宽器延迟线、可变光衰减器、光环行器、光电二极管、延迟干涉仪和取样示波器。DPSK信号先经过90:10光纤耦合器分成两部分,具有90%平均功率的分支作为泵浦,而10%平均功率的分支作为信号,泵浦分支中的延迟线可以保

证这两者之间解相关。在信号光进入 6 km 长的光纤环之前,加入相位噪声与振幅噪声,环内的简并 FWM 过程使功率从泵浦光转移到信号中[139]。功率转移的程度取决于泵浦光与信号之间的相对相位差。正是这一特点使 NOLM 输出端的相位噪声得到了降低。图 8.36 给出了 RZ-DPSK 信号在萨格纳克环中不同位置的星座图[145],它在 RZ-DPSK 信号的不同比特的中心位置画出电场的实部与虚部。经过相敏放大后,振幅噪声与相位噪声都显著降低了。另外,如果信号光的频率恰好在两泵浦光的正中间(这样信号光频率与闲频光频率一致),那么还可以通过采用双泵浦 FOPA 实现这一目的[146]。

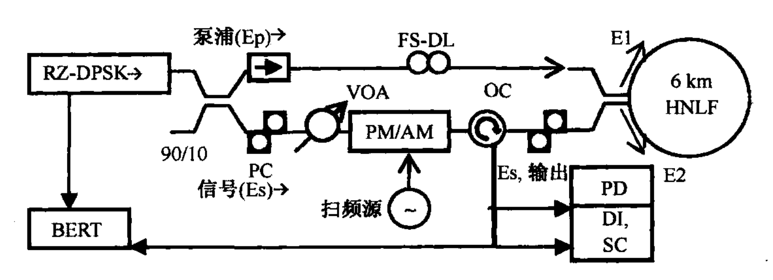


图 8.35 通过萨格纳克环中的相敏放大实现 RZ-DPSK 信号再生的实验装置[145]

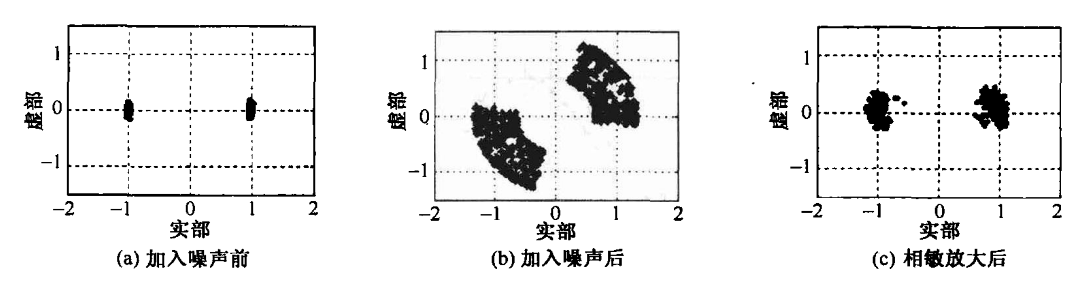


图 8.36 RZ-DPSK 信号的星座图[145]

8.4.4 光 3R 再生器

正如前面提到的,3R 再生器应具有再定时的功能,并能降低比特流的定时抖动。20 世纪 90 年代,就已经通过在孤子系统中采用光调制器来实现这一目的了[148],而且光调制器的使用经常是必不可少的[149]。从输入数据中提取出的电时钟信号驱动调制器,并提供与每个比特槽的中心相关的定时信息。在图 8.25 所示的方案中加入调制器,就可以制成基于 SPM 的 3R 再生器,其结构如图 8.37 所示。对这种周期性包含这样的 3R 再生器的光纤链路进行数值模拟,结果表明定时抖动确实大大降低了[110]。

人们还提出了几种其他的方案来降低比特流的定时抖动[150~156]。在其中一个方案中,发现单个相位调制器与色散光纤组合使用可有效降低定时抖动[150]。在另一个方案中,先用色散光纤对数据脉冲和时钟脉冲引入啁啾并将其展宽,再用光"与"门对数据脉冲和时钟脉冲进行相关[151]。还可以用色散补偿光纤与光纤光栅相结合,有效抑制信道内 XPM 效应感应的定时抖动[152]。

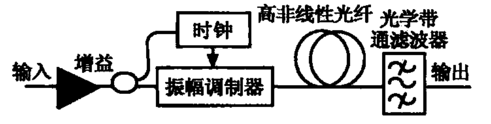


图 8.37 基于 SPM 的 3R 再生器[110]

在一个有趣的方案中,用取样光纤光栅先对数据脉冲进行展宽,并整形为近似矩形[154];然后将这些脉冲入射到 NOLM 中,NOLM 作为光开关,通过窄时钟脉冲进行驱动。时钟脉冲通过

XPM 改变每个数据脉冲的相位,仅使其中央部分传到输出端口,这样再生数据的定时抖动就会大大降低。图 8.38 给出了其基本思想,其中图 8.38(a)和图 8.38(b)分别对应不用和用取样光纤光栅对脉冲整形的情况,可见在没有光纤光栅的情况下,这一光开关并不能使定时抖动降低太多。

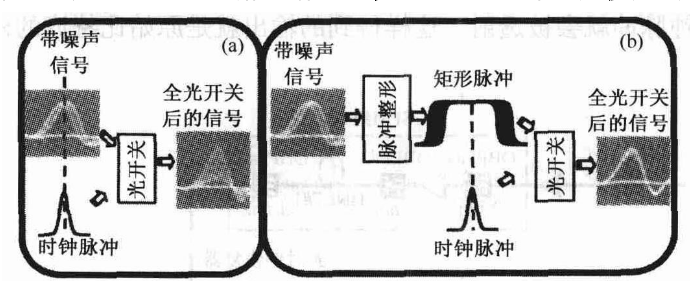


图 8.38　基于作为光开关的 NOLM 的再定时方案[154]

最简单的 3R 再生器设计方案,是在光学滤波器前加入一段高非线性光纤(利用其中的 XPM)。图 8.39 为 2005 年的一个实验所采用的器件结构与工作原理[153]。波长为 λ_2 的时钟脉冲比信号脉冲更窄,通过延迟使每个时钟脉冲在整个光纤长度上始终与信号脉冲有交叠,尽管它们的速度不同。光学滤波器中心波长设置在 λ_2 处,且带宽比时钟脉冲的频谱窄。随着信号功率从图 8.39(b)到图 8.39(d)不断增加,XPM 感应的时钟脉冲的波长位移使脉冲透射率下降,于是得到图 8.39(e)所示的功率传递函数。该器件输出的是"1"比特和"0"比特反转的波长变换信号。在该实验中,波长为 1534 nm 的 10 Gbps 信号与波长为 1552 nm 且重复频率为 10 GHz 的 2.9 ps 时钟脉冲共同在 750 m 长的高非线性光纤中传输。由于降低了噪声功率与定时抖动,因此再生的 10 Gbps 信号的误码率有了很大的改善。

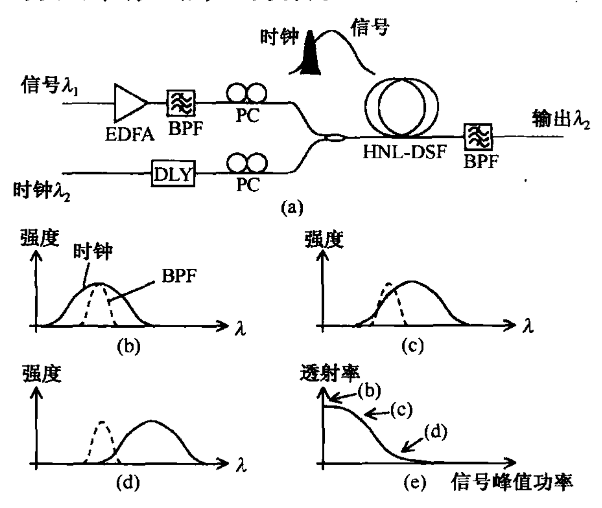


图 8.39　基于 XPM 的再生器的装置图与工作原理[153]

通过对图 8.39 所示的基于 XPM 的方案进行详细的理论分析[155],证明只有在再生器的功率传递函数对"0"比特和"1"比特不同时,才能通过再生器改善误码率。图 8.39 的方案具有这一特点,是由于时钟脉冲的波长(频率)位移取决于信号功率的导数[1],即 $\delta\omega = -2\gamma L_{\text{eff}}(\mathrm{d}P/\mathrm{d}t)$。代表逻辑"1"的数据比特通过 XPM 使时钟脉冲的频谱发生位移,然后用滤波器阻隔这些时钟脉冲。另一方面,仅包含噪声的"0"比特几乎不会使时钟脉冲的频谱发生位移,于是就可以通过滤波器而不发生变化。由于此时时钟脉冲代表极性反转的数据信号,因而可以消除定时抖动。

用电吸收调制器作为可饱和吸收体,也可以通过交叉吸收调制过程消除定时抖动[157~159]。在图8.40所示的方案中,先使用2R再生器降低噪声功率,然后再令强数据脉冲与低功率时钟脉冲一起通过可饱和吸收体[159]。当数据流中出现逻辑"1"时,时钟脉冲就会被吸收;当数据中出现逻辑"0"时,时钟脉冲就会被透射。这样得到的输出就是原始比特流的极性反转拷贝,而且几乎没有定时抖动。

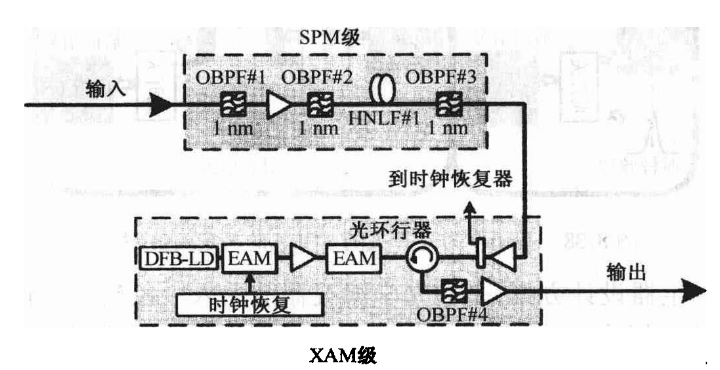


图8.40　通过在基于SPM的2R再生器后加入交叉吸收调制(XAM)级制成的3R再生器[159]

上述方案适用于对信息通过开关键控(OOK)进行编码的数据再生。由于相位编码信号已经普遍使用,它们也需要3R再生器。DPSK信号的3R再生器的设计如图8.41所示。在基于SPM的2R再生器前加入了1比特延迟干涉仪,这样2R再生器的输出信号与不同波长的光时钟信号一起注入到第二段高非线性光纤(作为相位调制器)中。与图8.40的情况类似,数据信息转移到输出时钟脉冲上,再生的DPSK信号。延迟干涉仪的作用是将输入的DPSK信号转换成OOK信号,OOK信号的噪声通过2R振幅再生器得到降低。再生数据流最后通过高非线性光纤中的XPM对时钟脉冲的相位进行调制,滤波器仅令时钟脉冲通过。数值模拟结果表明,这种器件可以在很大程度上降低输入DPSK信号的振幅噪声与相位噪声。

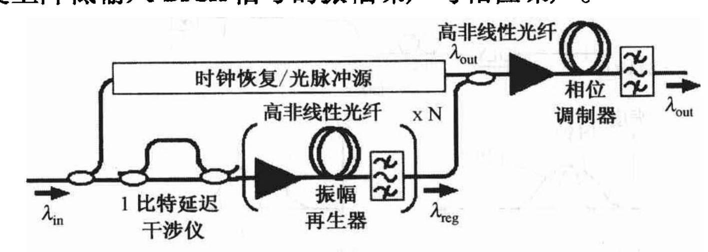


图8.41　DPSK信号的3R再生器[160]

习题

8.1　描述利用XPM感应相移实现WDM信道波长变换的两种方法,必要时可画图。

8.2　用式(8.1.4)计算XPM感应的相移,数据脉冲为孤子,即 $A_2(0,T)=\mathrm{sech}(t/T_0)$。

8.3　证明使用3 dB耦合器制成的萨格纳克环的透射率为 $T=\sin^2(\phi/2)$,这里ϕ为反向传输的两束波的相对相移。

8.4　求解描述FWM过程的方程(8.1.7)和方程(8.1.8),并证明波长变换效率可由式(8.1.10)给出。

8.5　证明当泵浦波长接近光纤零色散波长时,式(8.1.9)定义的相位失配参量κ可简化为式(8.1.12)。

8.6　解释萨格纳克环是如何用做时域开关的。当采用短泵浦脉冲时,为什么开关窗口比泵浦脉冲宽?

8.7　解释使TOAD器件的开关窗口比萨格纳克环中半导体光放大器的载流子寿命小得多的物理机制。

8.8 讨论超快非线性干涉仪是如何用做时域开关的。如何使这种器件工作在增益透明模式下?

8.9 当参量放大器的泵浦脉冲为宽度(指的是 FWHM)为 5 ps 且峰值功率为 5 W 的高斯脉冲时,用式(8.2.6)给出的信号增益的表达式估计开关窗口的宽度,假设 $\gamma = 10\ \text{W}^{-1}/\text{km}$。

8.10 描述可以将 NRZ 比特流变为 RZ 比特流的两种方法。

8.11 解释 SPM 这种非线性现象是如何用于光信号再生的,必要时可画图。

8.12 用数值方法通过式(8.4.2)再现一个类似于图 8.26 的图,假设带噪声高斯脉冲的宽度(指的是 FWHM)为 10 ps,$\phi_{NL} = 5$,光学滤波器的偏移为 80 GHz。

参考文献

[1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. (Academic Press, Boston, 2007).

[2] G.-H. Duan, in *Semiconductor Lasers: Past, Present, and Future*, G. P. Agrawal, Ed. (AIP Press, Woodbury, NY, 1995), Chap. 10.

[3] T. Durhuus, B. Mikkelson, C. Joergensen, S. L. Danielsen, and K. E. Stubkjaer, *J. Lightwave Technol.* **14**, 942 (1996).

[4] S. J. B. Yoo, *J. Lightwave Technol.* **14**, 955 (1996).

[5] V. Lal, M. L. Mašanović, J. A. Summers, G. Fish, and D. J. Blumenthal, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **13**, 49 (2007).

[6] M. H. Chou, I. Brener, M. M. Fejer, E. E. Chaban, and S. B. Christman, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 653 (1999).

[7] I. Cristiani, V. Degiorgio, L. Socci, F. Carbone, and M. Romagnoli, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 669 (2002).

[8] Y. W. Lee, F. C. Fan, Y. C. Huang, B. Y. Gu, B. Z. Dong, and M. H. Chou, *Opt. Lett.* **27**, 2191 (2002).

[9] K. A. Rauschenbach, K. L. Hall, J. C. Livas, and G. Raybon, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 1130 (1994).

[10] J. Yu, X. Zheng, C. Peucheret, A. T. Clausen, H. N. Poulsen, and P. Jeppesen, *J. Lightwave Technol.* **18**, 1001 (2000); *J. Lightwave Technol.* **18**, 1007 (2000).

[11] T. Sakamoto, F. Futami, K. Kikuchi, S. Takeda, Y. Sugaya, and S. Watanabe, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 502 (2001).

[12] B. E. Olsson, P. Öhlén, L. Rau, and D. J. Blumenthal, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 846 (2000).

[13] J. Yu and P. Jeppesen, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 833 (2001).

[14] J. H. Lee, Z. Yusoff, W. Belardi, M. Ibsen, T. M Monro, and D. J. Richardson, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 437 (2003).

[15] L. Rau, W. Wang, S. Camatel, H. Poulsen, and D. J. Blumenthal, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 2520 (2004).

[16] W. Mao, P. A. Andrekson, and J. Toulouse, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 420 (2005).

[17] W. Wang, H. N. Poulsen, L. Rau, H. F. Chou, J. E. Bowers, and D. J. Blumenthal, *J. Lightwave Technol.* **23**, 1105 (2005).

[18] J. H. Lee, T. Nagashima, T. Hasegawa, S. Ohara, N. Sugimoto, and K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 298 (2006).

[19] T. Tanemura, J. H. Lee, D. Wang, K. Katoh, and K. Kikuchi, *Opt. Express* **14**, 1408 (2006).

[20] T. Tanemura and K. Kikuchi, *J. Lightwave Technol.* **24**, 4108 (2006).

[21] K. Inoue and H. Toba, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, 69 (1992).

[22] K. Inoue, T. Hasegawa, K. Oda, and H. Toba, *Electron. Lett.* **29**, 1708 (1993).

[23] K. Inoue, *J. Lightwave Technol.* **12**, 1916 (1994); *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 1451 (1993).

[24] G. A. Nowak, Y.-H. Kao, T. J. Xia, M. N. Islam, and D. Nolan, *Opt. Lett.* **23**, 936 (1998).

[25] O. Aso, S. Arai, T. Yagi, M. Tadakuma, Y. Suzuki and S. Namiki, *Electron. Lett.* **36**, 709 (2000).

[26] J. Hansryd, P. A. Andrekson, M. Westlund, J. Li, and P. O. Hedekvist, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **8**, 506 (2002).

[27] B. N. Islam and Ö Boyraz, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **8**, 527 (2002).

[28] K. K. Y. Wong, K. Shimizu, M. E. Marhic, K. Uesaka, G. Kalogerakis, and L. G. Kazovsky, *Opt. Lett.* **28**, 692 (2003).

[29] S. Radic and C. J. McKinstrie, *Opt. Fiber Technol.* **9**, 7 (2003).

[30] S. Radic, C. J. McKinstrie, R. M. Jopson, J. C. Centanni, Q. Lin, and G. P. Agrawal, *Electron. Lett.* **39**, 838 (2003).
[31] T. Tanemura and K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 1573 (2003).
[32] Y. Wang, C. Yu, T. Luo, L. Yan, Z. Pan, and A. E. Willner, *J. Lightwave Technol.* **23**, 3331 (2005).
[33] J. H. Lee, W. Belardi, K. Furusawa, P. Petropoulos, Z. Yusoff, T. M. Monro, and D. J. Richardson, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 440 (2003).
[34] K. K. Chow, C. Shu, C. Lin, and A. Bjarklev, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 624 (2005).
[35] P. A. Andersen, T. Tokle, Y. Geng, C. Peucheret, and P. Jeppesen, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 1908 (2005).
[36] A. Zhang and M. S. Demokan, *Opt. Lett.* **30**, 2375 (2005).
[37] F. Yaman, Q. Lin, S. Radic, and G. P. Agrawal, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 2053 (2005).
[38] J. H. Lee, T. Nagashima, T. Hasegawa, S. Ohara, N. Sugimoto, and K. Kikuchi, *J. Lightwave Technol.* **24**, 22 (2006).
[39] G. Kalogerakis, M. E. Marhic, K. Uesaka, K. Shimizu, Member, K. K.-Y. Wong, and L. G. Kazovsky, *J. Lightwave Technol.* **24**, 3683 (2006).
[40] M. C. Farries and D. N. Payne, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 25 (1989).
[41] K. J. Blow, N. J. Doran, B. K. Nayar, and B. P. Nelson, *Opt. Lett.* **15**, 248 (1990).
[42] M. Jinno and T. Matsumoto, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **2**, 349 (1990); *Electron. Lett.* **27**, 75 (1991).
[43] H. Avramopoulos, P. M. W. French, M. C. Gabriel, H. H. Houh, N. A. Whitaker, and T. Morse, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **3**, 235 (1991).
[44] J. D. Moores, K. Bergman, H. A. Haus, and E. P. Ippen, *Opt. Lett.* **16**, 138 (1991); *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 594 (1991).
[45] M. Jinno, *J. Lightwave Technol.* **10**, 1167 (1992); *Opt. Lett.* **18**, 726 (1993); *Opt. Lett.* **18**, 1409 (1993).
[46] H. Bülow and G. Veith, *Electron. Lett.* **29**, 588 (1993).
[47] A. W. O'Neil and R. P. Webb, *Electron. Lett.* **26**, 2008 (1990).
[48] M. Eiselt, *Electron. Lett.* **28**, 1505 (1992).
[49] J. P. Sokoloff, P. R. Prucnal, I. Glesk, and M. Kane, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 787 (1993).
[50] M. Eiselt, W. Pieper, and H. G. Weber, *J. Lightwave Technol.* **13**, 2099 (1995).
[51] I. Glesk, B. C. Wang, L. Xu, V. Baby, and P. R. Prucnal, in *Progress in Optics*, Vol. 45, E. Wolf, Ed. (Elsevier, Amsterdam, 2003), Chap. 2.
[52] K. I. Kang, T. G. Chang, I. Glesk, and P. R. Prucnal, *Appl. Opt.* **35**, 417 (1996); *Appl. Opt.* **35**, 1485 (1996).
[53] K. Tajima, S. Nakamura, and Y. Sugimoto, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3709 (1995).
[54] N. S. Patel, K. L. Hall, and K. A. Rauschenbach, *Opt. Lett.* **21**, 1466 (1996).
[55] K. L. Hall and K. A. Rauschenbach, *Opt. Lett.* **23**, 1271 (1998).
[56] S. Nakamura, Y. Ueno, and K. Tajima, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 1575 (1998).
[57] N. S. Patel, K. L. Hall, and K. A. Rauschenbach, *Appl. Opt.* **37**, 2831 (1998).
[58] C. Schubert, S. Diez, J. Berger, R. Ludwig, U. Feiste, H. G. Weber, G. Toptchiyski, K. Petermann, and V. Krajinovic, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 475 (2001).
[59] B. S. Robinson, S. A. Hamilton, and E. P. Ippen, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 206 (2002).
[60] C. Bintjas, K. Vlachos, N. Pleros, and H. Avramopoulos, *J. Lightwave Technol.* **21**, 2629 (2003).
[61] S. Diez, R. Ludwig, and H. G. Weber, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 60 (1999).
[62] S. Radic, C. J. McKinstrie, R. M. Jopson, A. H. Gnauck, J. C. Centanni, and A. R. Chraplyvy, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 852 (2004).
[63] Q. Lin, R. Jiang, C. F. Marki, C. J. McKinstrie, R. Jopson, J. Ford, G. P. Agrawal, and S. Radic, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 2376 (2005).
[64] T. Torounidis, M. Westlund, H. Sunnerud, B. E. Olsson, and P. A. Andrekson, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 312 (2005).
[65] P. Leclerc, B. Lavingne, and D. Chiaroni, in *Optical Fiber Telecommunications*, Vol. 4A, I. P. Kaminow and T. P. Lee, Eds. (Academic Press, Boston, 2002), Chap. 15.
[66] G. I. Papadimitriou, C. Papazoglou, and A. S. Pomportsis, *J. Lightwave Technol.* **21**, 384 (2003).
[67] K. Vlachos, N. Pleros, C. Bintjas, G. Theophilopoulos, and H. Avramopoulos, *J. Lightwave Technol.* **21**, 1857 (2003).
[68] P. A. Andrekson, N. A. Olsson, J. R. Simpson, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, and M. Haner, *Electron. Lett.* **27**, 695 (1991).

[69] T. Morioka, H. Takara, S. Kawanishi, T. Kitoh, and M. Saruwatari, *Electron. Lett.* **32**, 832 (1996).
[70] P. O. Hedekvist, M. Karlsson, and P. A. Andrekson, *J. Lightwave Technol.* **15**, 2051 (1997).
[71] T. Hasegawa, K. Inoue, and K. Oda, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 947 (1993).
[72] T. Sakamoto, K. Seo, K. Taira, N. S. Moon, and K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 563 (2004).
[73] F. Yaman, Q. Lin, and G. P. Agrawal, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 2335 (2006).
[74] K. J. Blow, N. J. Doran, and P. B. Nelson, *Electron. Lett.* **26**, 962 (1990).
[75] T. Yamamoto, E. Yoshida, and M. Nakazawa, *Electron. Lett.* **34**, 1013 (1998).
[76] K. Uchiyama, T. Morioka, and M. Saruwatari, *Electron. Lett.* **31**, 1862 (1995).
[77] B. E. Olsson and P. A. Andrekson, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9**, 764 (1997).
[78] J. W. Lou, K. S. Jepsen, D. A. Nolan, S. H. Tarcza, W. J. Bouton, A. F. Evans, and M. N. Islam, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 1701 (2000).
[79] H. C. Lim, T. Sakamoto, and K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 1704 (2000).
[80] T. Sakamoto, H. C. Lim, and K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 1737 (2002).
[81] B. E Olsson and D. J. Blumenthal, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 875 (2001).
[82] L. Rau, W. Wang, B. E. Olsson, Y. Chiu, H. F. Chou, D. J. Blumenthal, and J. E. Bowers, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 1725 (2002).
[83] J. Li, B. E. Olsson, M. A. Karlsson, and P. A. Andrekson, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 1770 (2003).
[84] J. H. Lee, T. Tanemura, T. Nagashima, T. Hasegawa, S. Ohara, N. Sugimoto, and K. Kikuchi, *Opt. Lett.* **30**, 1267 (2005).
[85] A. S. Lenihan, R. Salem, T. E. Murphy, and G. M. Carter, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 1329 (2006).
[86] R. Salem, A. S. Lenihan, G. M. Carter, and T. E. Murphy, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 2254 (2006).
[87] J. Li, B. E. Olsson, M. A. Karlsson, and P. A. Andrekson, *J. Lightwave Technol.* **23**, 2654 (2005).
[88] J. H. Lee, K. Kikuchi, T. Nagashima, T. Hasegawa, S. Ohara, and N. Sugimoto, *Opt. Express* **13**, 6864 (2005).
[89] A. Reale, P. Lugli, and S. Betti, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **7**, 703 (2001).
[90] L. Xu, B. C.Wang, V. Baby, I. Glesk, and P. R. Prucnal, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 308 (2003).
[91] W. Li, M. Chen, Y. Dong, and S. Xie, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 203 (2004).
[92] C. G. Lee, Y. J. Kim, C. S. Park, H. J. Lee, and C. S. Park, *J. Lightwave Technol.* **23**, 834 (2005).
[93] S. Bigo, O. Leclerc, and E. Desurvire, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **3**, 1208 (1997).
[94] S. H. Lee, K. Chow, C. Shu, *Opt. Express* **13**, 1710 (2005).
[95] C. H. Kwok and C. Lin, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **12**, 451 (2006).
[96] S. H. Lee, K. Chow, C. Shu, *Opt. Commun.* **263**, 152 (2006).
[97] P. A. Andrekson, *Electron. Lett.* **27**, 1440 (1991).
[98] M. Jinno, J. B. Schlager, and D. L. Franzen, *Electron. Lett.* **30**, 1489 (1994).
[99] H. Kawaguchi and J. Inoue, *Proc. SPIE* **3283**, 477 (1998).
[100] S. Diez, C. Schmidt, D. Hoffmann, C. Bornholdt, B. Sartorius, H. G. Weber, L. Jiang, and A. Krotkus, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3821 (1998).
[101] S. Diez, R. Ludwig, C. Schmidt, U. Feiste, and H. G. Weber, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 1402 (1999).
[102] J. Li, J. Hansryd, P. O. Hedekvist, P. A. Andrekson, and S. N. Knudsen, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 987 (2001).
[103] M. Westlund, H. Sunnerud, B. E. Olsson, and P. A. Andrekson, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 2108 (2004).
[104] M. Westlund, P. A. Andrekson, H. Sunnerud, J. Hansryd, and J. Li, *J. Lightwave Technol.* **23**, 2012 (2005).
[105] B. P. Nelson and N. J. Doran, *Electron. Lett.* **27**, 204 (1991).
[106] J. Li, M. Westlund, H. Sunnerud, B. E. Olsson, M. Karlsson, and P. A. Andrekson, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 566 (2004).
[107] P. V. Mamyshev, *Proc. Eur. Conf. Opt. Commun.* **24**, 475 (1998).
[108] T. H. Her, G. Raybon, and C. Headley, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 200 (2004).
[109] N. Yoshikane, I. Morita, T. Tsuritani, A. Agata, and N. Edagawa, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **10**, 412 (2004).
[110] M. Matsumoto, *J. Lightwave Technol.* **22**, 1472 (2004).
[111] L. B. Fu, M. Rochette, V. G. Ta'eed, D. J. Moss, and B. J. Eggleton, *Opt. Express* **13**, 7637 (2005).
[112] P. Johannisson and M. Karlsson, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 2667 (2005).

[113] M. Rochette, L. Fu, V. Ta'eed, D. J. Moss, and B. J. Eggleton, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **12**, 736 (2006).
[114] M. R. E. Lamont, M. Rochette, D. J. Moss, and B. J. Eggleton, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 1185 (2006).
[115] J. H. Lee, T. Nagashima, T. Hasegawa, S. Ohara, N. Sugimoto, Y.-G. Han, S. B. Lee, and K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 1296 (2006).
[116] A. G. Striegler and B. Schmauss, *J. Lightwave Technol.* **24**, 2835 (2006).
[117] A. Hasegawa and Y. Kodama, *Solitons in Optical Communications* (Clarendon Press, Oxford, UK, 1995).
[118] E. Iannone, F. Matera, A. Mecozzi, and M. Settembre, *Nonlinear Optical Communication Networks* (Wiley, Hoboken, NJ, 1998).
[119] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, 3rd ed. (Wiley, Hoboken, NJ, 2002).
[120] L. F. Mollenauer and J. P. Gordon, *Solitons in Optical Fibers* (Academic Press, Boston, 2007).
[121] P. Brindel, B. Dany, O. Leclerc and E. Desurvire, *Electron. Lett.* **35**, 480 (1999).
[122] M. Matsumoto and O. Leclerc, *Electron. Lett.* **38**, 576 (2002).
[123] M. H. Lee, J. M. Kang, and S. K. Han, *IEE Proc.* **148**, 189 (2001).
[124] J. Yu and P. Jeppesen, *J. Lightwave Technol.* **19**, 941 (2001).
[125] W. Wang, H. N. Poulsen, L. Rau, H. F. Chou, J. E. Bowers, D. J. Blumenthal, and L. Gruner-Nielsen, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 1416 (2003).
[126] M. Jinno, *J. Lightwave Technol.* **12**, 1648 (1994).
[127] N. J. Smith and N. J. Doran, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 1117 (1995).
[128] W. A. Pender, T. Widdowson, and A. D. Ellis, *Electron. Lett.* **32**, 567 (1996).
[129] M. Meissner, M. Rösch, B. Schmauss, and G. Leuchs, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 1297 (2003).
[130] M. Meissner, K. Sponsel, K. Cvecek, A. Benz, S. Weisser, B. Schmauss, and G. Leuchs, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 2105 (2004).
[131] E. Ciaramella and T. Stefano, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 849 (2000).
[132] K. Inoue, *Electron. Lett.* **36**, 1016 (2000); *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 338 (2001).
[133] E. Ciaramella, F. Curti, and T. Stefano, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 142 (2001).
[134] K. Inoue and T. Mukai, *J. Lightwave Technol.* **20**, 969 (2002).
[135] A. Bogris and D. Syvridis, *J. Lightwave Technol.* **21**, 1892 (2003).
[136] S. Radic, C. J. McKinstrie, R. M. Jopson, J. C. Centanni, and A. R. Chraplyvy, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 957 (2003).
[137] S. Yamashita and M. Shahed, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 1054 (2006).
[138] A. Striegler and B. Schmauss, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 1083 (2004).
[139] K. Croussore, C. Kim and G. Li, *Opt. Lett.* **29**, 2357 (2004).
[140] A. G. Striegler, M. Meissner, K. Cvecek, K. Sponsel, G. Leuchs, and B. Schmauss, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 639 (2005).
[141] M. Matsumoto, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 1055 (2005); *J. Lightwave Technol.* **23**, 2696 (2005).
[142] K. Croussore, I. Kim, Y. Han, C. Kim, G. Li, and S. Radic, *Opt. Express* **13**, 3945 (2005).
[143] S. Boscolo, R. Bhamber, and S. K. Turitsyn *IEEE J. Quantum Electron.* **42**, 619 (2006).
[144] K. Cvecek, G. Onishchukov, K. Sponsel, A. G. Striegler, B. Schmauss, and G. Leuchs, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 1801 (2006).
[145] K. Croussore, I. Kim, C. Kim, and G. Li, *Opt. Express* **14**, 2085 (2006).
[146] A. Bogris and D. Syvridis, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 2144 (2006).
[147] K. Cvecek, K. Sponsel, G. Onishchukov, B. Schmauss, and G. Leuchs, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **19**, 146 (2007).
[148] A. Sahara, T. Inui, T. Komukai, H. Kubota, and M. Nakazawa, *J. Lightwave Technol.* **18**, 1364 (2000).
[149] O. Leclerc, B. Lavigne, E. Balmefrezol, P. Brindel, L. Pierre, D. Rouvillain, F. Seguineau, *J. Lightwave Technol.* **21**, 2779 (2003).
[150] L. A. Jiang, M. E. Grein, H. A. Haus, and E. P. Ippen, *Opt. Lett.* **28**, 78 (2003).
[151] J. A. Harrison, K. J. Blow, and A. J. Poustie, *Opt. Commun.* **240**, 221 (2004).
[152] A. Striegler and B. Schmauss, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 2574 (2004); *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 1310 (2005).
[153] J. Suzuki, T. Tanemura, K. Taira, Y. Ozeki, and K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 423 (2005).

[154] F. Parmigiani, P. Petropoulos, M. Ibsen, and D. J. Richardson, *J. Lightwave Technol.* **24**, 357 (2006).
[155] M. Rochette, J. L. Blows, and B. J. Eggleton, *Opt. Express* **14**, 6414 (2006).
[156] Z. Zhu, M. Funabashi, Z. Pan, L. Paraschis, D. L. Harris, and S. J. B. Yoo, *J. Lightwave Technol.* **25**, 504 (2007).
[157] T. Otani, T. Miyazaki, and S. Yamamoto, *J. Lightwave Technol.* **20**, 195 (2002).
[158] H. Murai, M. Kagawa, H. Tsuji, and K. Fujii, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 1965 (2005).
[159] M. Daikoku, N. Yoshikane, T. Otani, and H. Tanaka, *J. Lightwave Technol.* **24**, 1142 (2006).
[160] M. Matsumoto, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **19**, 273 (2007).

第9章　高非线性光纤

正如在前几章中所看到的，高非线性光纤作为一种新型光纤已在不同领域有所应用。这种光纤通过将光模限制在一个较小的中央区域内，使光纤的非线性参量 γ 的值可以增大很多。在实际应用中，往往通过在包层中引入微米尺寸的空气孔来实现高非线性。正因为结构上的改变，这类光纤统称为微结构光纤(microstructured fiber)。本章主要讨论微结构光纤的几种重要应用。

9.1 节　介绍微结构光纤的色散和非线性特性。

9.2 节　讨论微结构光纤是如何通过诸如受激喇曼散射(SRS)和四波混频效应(FWM)等非线性效应来调谐飞秒脉冲的波长的。

9.3 节　讨论使用微结构光纤产生超连续谱。超连续谱的输出谱宽往往达到 500 nm 以上，因此可应用于从生物医学成像到频率计量等不同领域。

9.4 节　讨论光子带隙光纤，此种光纤有中空的纤芯和带有周期阵列空气孔的包层。纤芯可通过填充气体或液体来提高非线性效应。

9.1　微结构光纤

近年来，随着高非线性光纤的发展，非线性光纤光学的研究领域已经变得相当广泛[1]。在高非线性光纤中，微结构光纤起了重要作用。对于标准石英光纤来说，要使纤芯的折射率提高，需要对纤芯进行掺杂(如用锗)；而微结构光纤通常使用纯石英作为纤芯和包层，它是通过在包层中引入空气孔来降低其有效折射率的。正因为如此，此类光纤也称为多孔光纤(holey fiber)。

9.1.1　设计与制造

图 9.1 给出了几种微结构光纤的设计。在每一种结构中，细石英纤芯都被一圈或多圈空气孔包围，这种结构有效地降低了包层的折射率，有助于将入射光限制在光纤的纤芯区域。对每一种设计来说，空气孔的尺寸、形状和数目都不相同。在一些方案中，细的纤芯被二维的周期阵列空气孔包围，此类光纤又称为光子晶体光纤(photonic crystal fiber, PCF)。事实上，此类光子晶体包层的光纤最早在 1996 年就研究出来了[2]。此后人们逐渐意识到，空气孔的周期特性对石英芯光纤而言并不是关键因素，只要包层中具有多个空气孔，就可以有效降低包层相对于中央的纤芯的折射率。自 1996 年开始，微结构光纤已得到飞速发展并有了广泛的应用[3~9]。

在所谓的光子带隙光纤(photonic bandgap fiber)中，空气孔的周期特性变得重要起来。在这种光纤中，通过包层折射率的周期性变化将光模限制在纤芯中。此类光纤的纤芯通常含有空气，它通过光子带隙限制光[10]。如果纤芯填充的不是空气而是合适的气体或液体，那么此类光子晶体光纤就可作为高非线性介质使用[5]，其应用将在 9.4 节中介绍。

下面介绍一种常用的微结构光纤的制作方法。首先在一个固体石英棒周围呈六角形堆置

多个直径约为 1 mm 的纯石英毛细管来制备预制棒[5]，然后使用标准的光纤拉制设备将预制棒拉成光纤，为保护得到的光纤，往往在光纤外加上聚合物涂覆层。在扫描电子显微镜下观察这种微结构光纤时，可以发现在充当纤芯的中央区域的周围环绕着二维分布的空气孔。非石英纤芯的光子晶体光纤也可用此法拉制。还可以在预制棒拉成光纤之前移去中央石英棒而形成气道，随后向气道中填充适当的气体或液体来制成高非线介质。需要强调的是，用此法制成的微结构光纤可以相当长(超过 1 km)，同时沿其长度方向能保持足够的均匀性。由于在包层外部增加了聚合物涂覆层，它们像普通光纤一样易于处理，而且还能与其他类型的光纤熔接，尽管熔接损耗(取决于两种光纤纤芯的相对尺寸)有可能超过 1 dB。

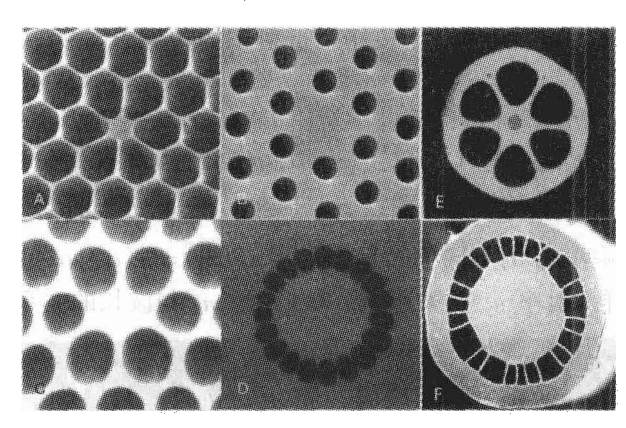


图 9.1　不同微结构光纤的扫描电子显微镜图

制造微结构光纤的另一种方法称为挤压法(extrusion technique)[5]。在这种方法中，预制棒由直径 1 ~ 2 cm 的固体玻璃棒有选择地挤压而成。更特别的是，将熔融的玻璃棒通过一个模具挤压，此模具含有所需的空气孔结构。用这种方法可以由任何块状材料(无论是晶体的还是非晶体的)直接拉制成光纤，实际应用中常采用聚合物或复合玻璃。使用光纤拉丝塔可使具有所需空气孔结构的预制棒的尺寸减小。首先，将外径减小 10 倍左右，然后将得到的条状物压入外径约为原始预制棒的 1/100 的玻璃管内。

所有微结构光纤的缺点是它们有比普通光纤更高的损耗[11]。当通过减小芯径来增大非线性参量 γ 时，其损耗通常大于 1000 dB/km。如此高损耗的根源与光纤中的模式限制特性有关。具体地说，纤芯和包层都是由石英制成的，包层中的空气孔将光模限制在纤芯中，于是空气孔的数量和尺寸会影响光模在此波导中的传导。通过合理设计，使芯径可以相对较大(大于 5 μm)，那么损耗可减小到 1 dB/km 以下，但这要以减小非线性参量值为代价[12]。实际上，必须在损耗和非线性参量 γ 两者间权衡。高非线性参量 γ 需要小的芯径，而这就会加大损耗。

9.1.2　非线性和色散特性

从微结构光纤应用的角度，最关键的是它们的色散与非线性特性，而不是其围绕纤芯的空气孔的排布情况。当然，空气孔的细节决定了非线性参量 γ 和色散关系 $\beta(\omega)$，而且可以通过改变微结构光纤的结构来控制这两个参量。基于此原因，尽可能精确地对微结构光纤的模式特性进行建模是十分关键的。

分析微结构光纤的模式是十分困难的，因为包层的折射率远非均匀的，这样会在空气与石英的交界面产生突变。更深层次的困难是纤芯并非精确的圆形，这种光纤往往会产生双折射效应。

因此,人们提出了几种数值方法来研究微结构光纤的模式,这些方法包括平面波展开法、多极法、局域基函数法和有限元方法[13~26]。所有这些方法的目的都是为了找到光纤支持的不同模式的传输常数 $\beta(\omega)$ 和有效模场面积 A_{eff}。

对于具有周期阵列空气孔的 PCF,分析过程就变得相对简单,因为可以使用布洛赫定理,假设包层无穷大,而把纤芯视为周期结构中的一个缺陷。研究证明[19],PCF 的有效模场面积 A_{eff} 与空气孔的圈数几乎无关,尽管 PCF 的损耗 α_c 与其密切相关。这两个参量也取决于 d/Λ 和 λ/Λ,其中 d 为空气孔直径,Λ 为孔间距,λ 为光波长。PCF 所支持的模式数目也取决于 d/Λ 和 λ/Λ。当 PCF 的包层中只有几个大的空气孔时,所谓的周期性就不存在了,此时使用多极法分析就非常有效,它可应用于任何具有有限数目的空气孔和任意折射率的包层[18]。另一个通用的方法是有限元法[19]。

最近,在一次对特定微结构光纤的研究中对比了这几种数值方法[25]。图 9.2 给出了这种微结构光纤的显微图以及 LP_{01} 和两种 LP_{11} 模式(奇模和偶模)的空间分布。图 9.3(a)给出了这 3 种不同模式的有效折射率与波长的关系曲线,通过定义 $\beta_m=(d^m\beta/d\omega^m)_{\omega=\omega_0}$,利用这些"色散曲线"即可确定对应特定频率 ω_0 的不同色散参数,其中 $\beta(\omega)=\bar{n}(\omega)\omega/c$ 为光模的传输常数。一阶色散参量 β_1 与有效群折射率 n_g 的关系为 $\beta_1=n_g/c$。n_g 与波长的关系如图 9.3(b)所示。

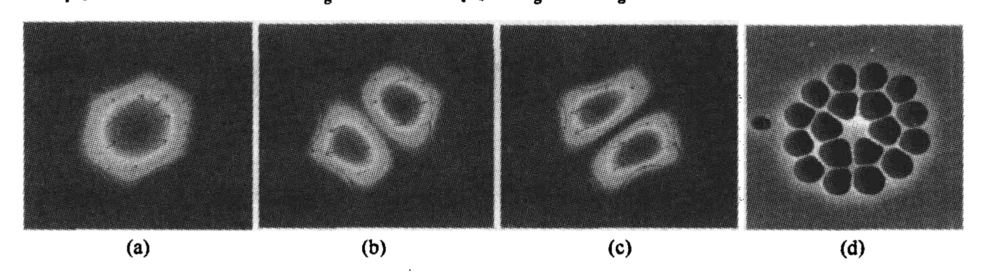


图 9.2 微结构光纤不同模式的空间分布,箭头指示方向为电场方向[25]

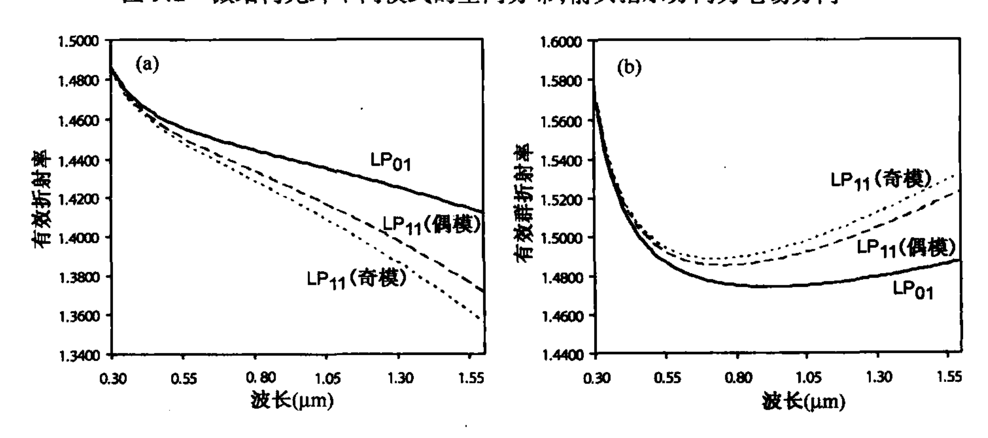


图 9.3 图 9.2 中的三种模式的对比。(a) 有效折射率与波长的关系;(b) 有效群折射率与波长的关系[25]

因为微结构光纤数值建模的复杂性,人们已提出了几种半解析模型,这些模型使用了标准光纤采用的同样概念。在这些概念中,有效包层折射率 n_{cl} 非常有用,因为它表示空气孔将包层区石英的折射率减小的程度。甚至还可以利用与标准光纤采用的完全相同的关系式,引入有效 V 参量为

$$V_{eff}=(2\pi/\lambda)a_e(n_{co}^2-n_{cl}^2)^{1/2} \tag{9.1.1}$$

式中，a_e 和 n_{co} 分别为纤芯的有效半径和折射率。对图9.1中光纤设计的回顾可以看出，a_e 的选取并不十分严格，因为微结构光纤的纤芯和包层并不存在明显的界限，这一点和标准光纤不同。

在具有周期阵列空气孔的PCF中，两个相邻空气孔的中心距离提供了一个自然的长度尺度。在一项研究中[20]，选择 $a_e=\Lambda$ 来定义式(9.1.1)中的 V_{eff}。然而，在单模条件下 $V_{eff}=\pi$，这与普通光纤采用的 $V\approx2.405$ 不同。在另一项研究中[23]，选择 $a_e=\Lambda/\sqrt{3}$ 和单模条件 $V_{eff}=2.405$。最近的研究工作表明，有效纤芯半径 a_e 的选取应取决于两个参量 d/Λ 和 λ/Λ。在所有情形中，PCF所支持的模式数目通过 d/Λ 与空气孔的尺寸有关。一个有趣的性质是，如果 $d/\Lambda<0.45$，则PCF在所有波长下仅支持基模，这样的光纤称为无截止单模光纤[2]。

与非线性应用最相关的性质是光纤某个模式的模场直径，它决定了该模式的有效模场面积 A_{eff}。通过减小模场面积，可使微结构光纤的非线性参量 $\gamma=2\pi n_2/(\lambda A_{eff})$ 的值增加。如果将有效纤芯半径减小到约为1 μm，则PCF的有效模场面积可以变得非常小。在传统光纤中，仅靠减小纤芯半径并不能减小模场面积，因为光模可能扩展到包层中传输。而在微结构光纤中，空气孔将基模限制在中央的纤芯区域中，不会向包层中扩展。因为通过合理设计光纤，A_{eff} 能够小于1 μm^2，所以与传统光纤相比，γ 值能增大50倍甚至更多。如果用氧化铋、硅酸铅或硫化物玻璃代替石英玻璃，则可进一步提高非线性参量 γ 的值。正如在第8章中所讨论的，高非线性($\gamma>1000\ W^{-1}/km$)的氧化铋光纤已应用于多种信号处理过程。

微结构光纤的色散参量(β_2 和 β_3 等)对纤芯周围的空气孔的数目、尺寸及形状都非常敏感。对于图9.1所示的E和F的光纤设计，纤芯周围几乎都充满了空气，可以将这种光纤处理成被空气包围的一条石英线，而且石英线的半径是变化的，这样就能很好地理解其色散性质。图9.4给出了被空气包围的石英线的色散参量 β_2 和 β_3 随波长变化的情况，其中石英线的纤芯半径从5 μm变化到0.5 μm。最后一种情形(虚线)对应传统单模光纤的纤芯半径。在此情形下，石英玻璃的材料色散起主要作用(在1.25 μm附近 $\beta_2=0$)，而波导色散的贡献就相当小。当 λ 接近1.5 μm时，零色散波长位移到0.8 μm附近，这是由于此时波导色散的贡献已比较大。当 λ 减小到1 μm以下时，零色散波长会改变更多。如图9.4所示，当 $\lambda=0.5$ μm时，光纤表现出两个不同的零色散波长，因而当波长大于1 μm时，此类光纤的三阶色散 β_3 就变为负的。

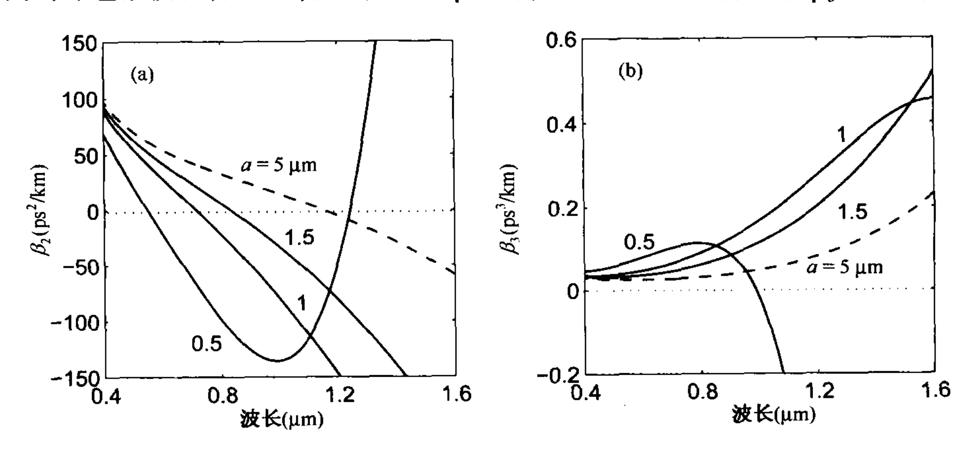


图9.4 纤芯半径从5 μm减小到0.5 μm时，被空气包围的石英线的 β_2 和 β_3 随波长 λ 变化的情况

绝大多数微结构光纤都具有类似的特性，主要是因为这类光纤的色散特性对纤芯半径的精确值十分敏感，并且可以通过改变包层的设计来进一步调整其色散特性。对于PCF来说，可用

前面用到的两个同样的参量来表征,即空气孔直径 d 和孔间距 Λ。图9.5给出了当改变 d/Λ 时色散参量 D 与波长的关系($D=-(2\pi c/\lambda^2)\beta_2$)[23],其中选取 $\Lambda=1\ \mu m, 2\ \mu m, 2.5\ \mu m, 3\ \mu m$,在图9.15(a)中,$d/\Lambda$ 从0.5变化到0.9,在其他图中 d/Λ 从0.2变化到0.9。对于相对大的孔间距($\Lambda>2\ \mu m$),PCF在0.5~1.8 μm的频谱范围内只有一个零色散波长;当空气孔直径 d 增大时,零色散波长移向更短波长。当 Λ 值较小时,会出现两个零色散波长,而且随着 d/Λ 的减小,两个零色散波长相互靠近。对色散的进一步修饰,可通过改变距纤芯较近的空气孔的尺寸来实现。从应用的角度,微结构光纤的主要优势在于它有多个设计参量,从而使其色散特性能够满足任何需要。

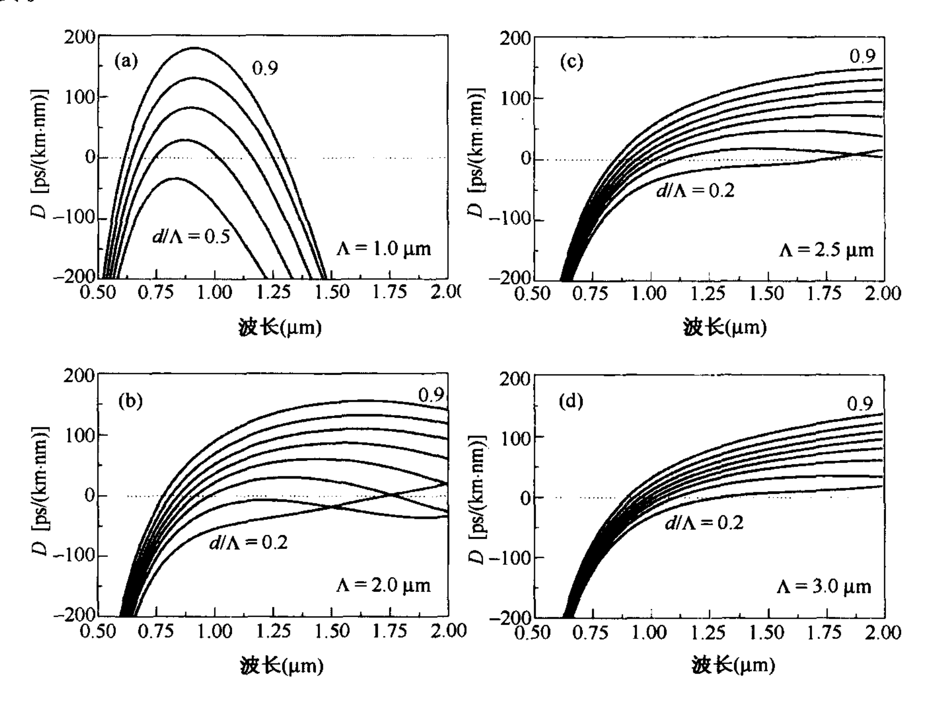


图9.5　PCF的色散参量 D 与波长的关系[23]

在微结构光纤制成后,常用拉锥技术来减小芯径和空气孔尺寸[27~29]。主要优点是,只要在拉锥过程中保证包层内的空气孔结构不被破坏,就可以同时改变光纤的色散和非线性特性。实际上,纤芯和空气孔的尺寸可以减小一半左右,而不会对空气孔造成破坏。因为微结构光纤的色散特性对空气孔的尺寸和间距极度敏感,所以即使是很小的改变也会引起光纤特性的显著变化。

9.2　波长位移与调谐

高非线性光纤的一个重要应用是改变锁模激光器发射的超短脉冲的载波波长。锁模激光器的波长能在一个由增益介质决定的范围内自行调节,但对大多数激光器而言,调谐范围被限制在50 nm左右(钛宝石激光器是一个例外,其调谐范围超过200 nm)。在实际应用中,有必要找出一种外在的调谐机制,以使激光波长可在较宽的范围内变化。对于锁模脉冲而言,光纤中的几种非线性效应可以用来实现这一目的,本节讨论其中的两种。

9.2.1 喇曼感应频移

正如本书原理篇 12.1 节所讨论的[1],由于脉冲内喇曼散射,超短脉冲的频谱在光纤内会向长波长方向位移。这种频移在对孤子的研究中首次被发现[30],并被解释为孤子自频移[31]。喇曼感应频移(Raman-induced frequency shift,RIFS)这一术语在本书原理篇中使用[1],是因为即使在不能形成孤子的光纤的正常色散区也存在这种频移[32]。20 世纪 90 年代,人们发现在高非线性光纤中孤子的 RIFS 相当大。RIFS 的物理起源与石英光纤中喇曼增益谱的宽带性质有关。因为飞秒脉冲的频谱宽度可超过1 THz,因此同一脉冲的高频分量可通过喇曼增益泵浦其低频分量。在脉冲沿光纤传输的过程中,脉冲能量持续地向长波方向转移,导致了较大频移的产生。

在 1986 年的最初实验中[30],560 fs 的孤子脉冲在 0.4 km 长的光纤中传输,其频移达 8 THz。很快,人们就发现高阶孤子分裂能产生更大的频移,这是通过称为喇曼孤子的多脉冲的形成来实现的[33]。尽管喇曼孤子的性质在 20 世纪 90 年代就引起了很大关注[34~38],但直到 1999 年以后,RIFS 机制才被应用于飞秒脉冲产生,当飞秒脉冲在微结构光纤或其他小芯径光纤中传输时,就可以实现大范围的波长调谐[39~51]。

从数学意义上讲,短光脉冲在光纤中的传输遵循以下广义非线性薛定谔方程(NLS)[1]:

$$\frac{\partial U}{\partial z}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial T^2}-\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 U}{\partial T^3}=i\gamma P_0\mathrm{e}^{-\alpha z}\left(|U|^2U+\frac{i}{\omega_0}\frac{\partial}{\partial T}(|U|^2U)-T_RU\frac{\partial|U|^2}{\partial T}\right) \tag{9.2.1}$$

式中,脉冲振幅 $A(z,T)$与 $U(z,T)$的关系为 $A=U\sqrt{P_0}\mathrm{e}^{-\alpha z}$, P_0 为输入脉冲的峰值功率。RIFS 主要取决于方程中包含参量 T_R(与喇曼增益谱的斜率有关)的最后一项,对石英光纤而言,T_R 接近3 fs。正如本书原理篇 5.5 节所讨论的[1],可使用矩方法得到光纤中距离 z 处的 RIFS 的表达式为[32]

$$\Omega_p(z)=-\frac{8T_R}{15}\gamma P_0T_p(0)\int_0^z\frac{\mathrm{e}^{-\alpha z}}{T_p^3(z)}\mathrm{d}z \tag{9.2.2}$$

在推导上述表达式时,假设脉冲保持孤子形状,即 $|U(z,T)|=a_p\mathrm{sech}(T/T_p)$,但是允许峰值振幅 a_p 和脉宽 T_p 随传输距离 z 演化。由于 RIFS 和光纤损耗,当脉冲变成啁啾脉冲时,脉宽开始变化。只有当基阶孤子在光纤中传输,损耗可忽略并且 $\Omega_p \ll \omega_0$ 时,才可假设 $T_p(z)$保持其初始值 T_0 不变。令式(9.2.2)中的 $\alpha=0$, $T_p(z)=T_0$,可以得到

$$\Omega_p(z)=-\frac{8T_R\gamma P_0}{15T_0^2}z\equiv-\frac{8T_R|\beta_2|}{15T_0^4}z \tag{9.2.3}$$

式中,利用了孤子阶数 $N=\gamma P_0T_0^2/|\beta_2|=1$ 这一条件。负号表明载频减小,这就意味着孤子频谱向长波方向位移(红移)。1986 年,基于孤子微扰理论首次发现 Ω_p 与 T_0^{-4} 成比例[31],这就说明了为什么 RIFS 只对脉宽小于或等于 1 ps 的超短脉冲才变得非常重要。然而需要注意的是,这种关系只对相对短的光纤长度才成立,这时孤子保持无啁啾状态。

式(9.2.3)也可通过非线性长度[定义为 $L_{\mathrm{NL}}=1/(\gamma P_0)$]来表示,在 $N=1$ 的条件下利用 $T_0^2=|\beta_2|L_{\mathrm{NL}}$,并引入 $\Delta\nu_R=\Omega_p/(2\pi)$,则 RIFS 沿光纤长度的线性增长可表示为

$$\Delta\nu_R(z)=-\frac{4T_Rz}{15\pi|\beta_2|L_{\mathrm{NL}}^2}=-\frac{4T_R(\gamma P_0)^2z}{15\pi|\beta_2|} \tag{9.2.4}$$

此式表明,RIFS 与非线性参量 γ 和峰值功率 P_0 的平方成正比。$\Delta\nu_R$ 与孤子峰值功率的这一平方关系在 1986 年的实验中首次被发现[30]。

由式(9.2.3)和式(9.2.4)可以看出,通过提高在高非线性光纤中传输的短脉冲的峰值功率,可以增大 RIFS。例如,如果用 $\beta_2 = -30\ \mathrm{ps^2/km}$ 且 $\gamma = 100\ \mathrm{W^{-1}/km}$ 的高非线性光纤,当输入脉冲的半极大全宽度为 100 fs 且峰值功率为 100 W 时,对应 $L_{NL} = 10$ cm,则频移随光纤长度的变化率为 1 THz/m。在此条件下,只要保证 $N = 1$,脉冲在 50 m 长的光纤中传输即可产生 50 THz 的频移。

确实,在 2001 年的一个实验中实现了如此大的 RIFS 值[40]。在此实验中,波长为 1300 nm 且脉宽为 200 fs 的脉冲在芯径为 3 μm 的 15 cm 长的微结构光纤中传输,输出频谱显示脉冲的绝大多数能量已被转移到中心位于 1550 nm 的主峰中。事实上,脉冲在此 15 cm 长的微结构光纤中的频移达到了 250 nm,对应的频移速率约为 3 THz/cm,远比式(9.2.4)预期的大,造成这一偏差的原因是实验中孤子阶数 N 超过了 1,初始输入脉冲是一个高阶孤子。

众所周知,由于三阶色散、自变陡效应和脉冲内喇曼散射引起的扰动,使高阶孤子分裂成几个基阶孤子[1]。对于非整数的 N,孤子阶数等于最接近 N 的整数$\bar{N}$。高阶孤子分裂将会产生 $\bar{N}$ 个脉宽和峰值功率不同的基阶孤子。逆散射法表明它们的宽度、峰值功率与 N 有以下关系[35]:

$$T_k = \frac{T_0}{2N+1-2k} \qquad P_k = \frac{(2N+1-2k)^2}{N^2}P_0 \tag{9.2.5}$$

式中,$k = 1 \sim \bar{N}$。举例来说,例如,对 $N = 2.1$,分裂产生的两个基阶孤子的脉宽分别为 $T_0/3.2$ 和 $T_0/1.2$。从式(9.2.3)可以看出,较窄的孤子比较宽的孤子具有更大的 RIFS。例如,对 $N = 2.1$,RIFS 被增大了$(3.2)^4 \approx 105$ 倍。对应此实验条件的数值模拟表明[40],分裂过程是在光纤中 2 cm 的传输距离内产生的。如式(9.2.3)所示,短孤子的频谱迅速红移。基于广义非线性薛定谔方程(9.2.1)的理论预期结果与实验数据定性吻合。

利用孤子分裂现象可以简单地通过改变脉冲峰值功率来大范围调谐飞秒脉冲的载频[39]。在 2001 年的一个实验中[41],使用长度为 2.5 ~ 220 m 的保偏光纤,使锁模光纤激光器的波长实现了 1556 ~ 2033 nm 的调谐。图 9.6(a)给出了实验测量的主喇曼孤子的波长与平均输入功率的关系(入射脉冲宽为 110 fs,重复频率为 48 MHz)。平均输入功率为 30 mW 且光纤长为 220 m 时的输出频谱如图 9.6(b)所示,对如此长的光纤,当平均功率为 45 mW 时频谱位移超过 470 nm。这些结果清楚地表明了 RIFS 在调谐飞秒脉冲波长方面的潜力。1950 nm 附近的谱峰对应分裂过程产生的最短喇曼孤子。1680 nm 附近的小峰则属于第二个喇曼孤子,此孤子较宽,因此频谱位移小得多。

在另一个实验中[45],用一台半导体泵浦的掺镱锁模光纤激光器产生脉宽为 100 fs 且重复频率 108 MHz 的脉冲,在通过 95 cm 长的光子晶体光纤后,波长在 1060 ~ 1320 nm 范围内可调。光子晶体光纤的零色散波长在 950 nm 附近,在 1060 nm 的输入波长表现为反常色散($\beta_2 \approx -20\ \mathrm{ps^2/km}$)。结果,脉冲以高阶孤子形式在光纤中传输,并经历了分裂过程。图 9.7 给出了输入平均功率从 0.5 mW 变化到 30 mW 时实验测得的脉冲频谱图。当功率超过 7 mW 时,喇曼孤子通过分裂过程开始形成;当功率达 30 mW 时,最短喇曼孤子的频谱位移到 1300 nm 附近,图 9.7 中的小插图给出了该喇曼孤子的波长随平均输入功率的变化。当功率超过 17 mW 时,第二个孤子从主脉冲中分离出来。在 2005 年的一个实验中[48],通过将掺镱光纤激光器产生的 2 ps 脉冲入射到芯径为 2 μm 的 1.5 m 长的微结构光纤中,制成了一台全光纤的飞秒脉冲光源,其波长在 1030 ~ 1330 nm 范围内可调。

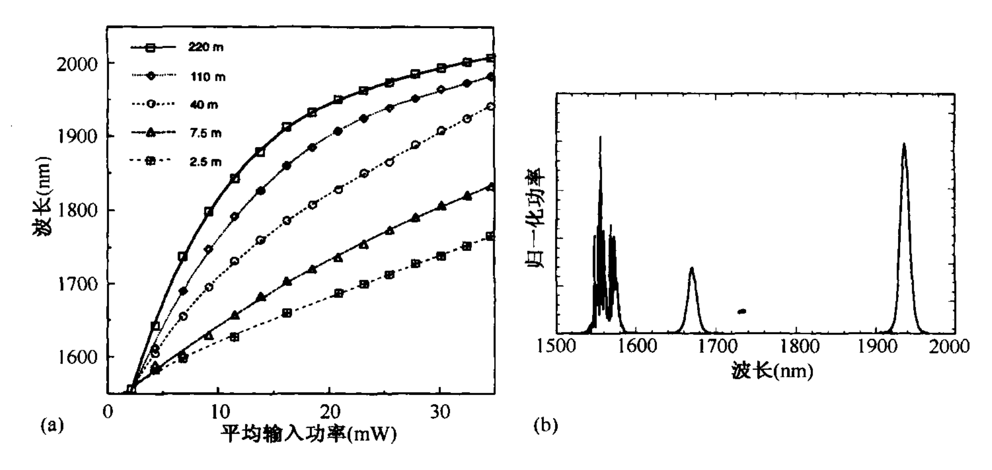


图 9.6　(a) 脉冲注入到光纤中时，输出波长与平均输入功率的关系；(b) 平均输入功率为30 mW且光纤长为220 m时的输出频谱[41]

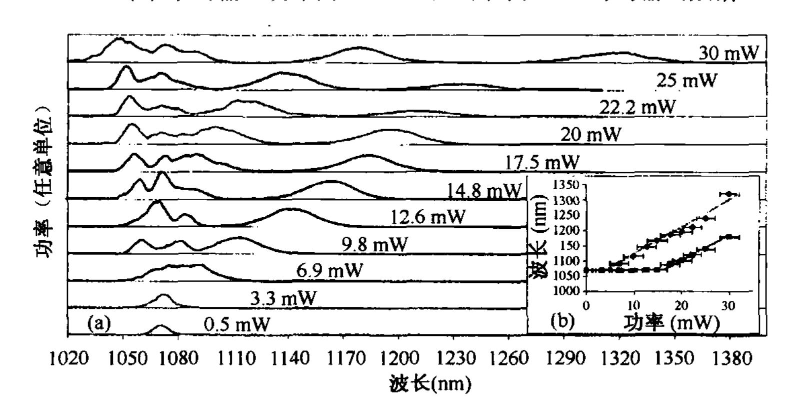


图 9.7　当 100 fs 脉冲入射到 95 cm 长的光子晶体光纤时，输出频谱和喇曼孤子波长随平均输入功率的变化[45]

方程(9.2.1)中的喇曼效应项只是一个近似，故其并不能完全解释图 9.6 和图 9.7 中的实验结果。对于脉宽小于 100 fs 的光脉冲，为了定量地对比理论和实验结果，必须采用实际的喇曼响应函数，即使用本书原理篇中的方程(2.3.36)来描述喇曼效应[1]。令 $A = U\sqrt{P_0}\,\mathrm{e}^{-\alpha z}$ 并令 $\alpha_1 = 0$，这一方程可以写成

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \sum_{m=2}^{M} i^{m-1}\frac{\beta_m}{m!}\frac{\partial^m U}{\partial T^m} = i\gamma P_0 \mathrm{e}^{-\alpha z} \times \left(1 + \frac{i}{\omega_0}\frac{\partial}{\partial T}\right)\left(U(z,T)\int_0^\infty R(t')|U(z,T-t')|^2 \mathrm{d}t'\right) \tag{9.2.6}$$

式中，M 代表考虑到的色散效应的阶数。非线性响应函数包括了电子(克尔效应)贡献和原子核(喇曼效应)贡献。假设电子贡献是瞬时的，则 $R(t)$可写为

$$R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t) \tag{9.2.7}$$

式中，f_R 表示由 $h_R(t)$决定的延迟喇曼响应的小数贡献，其值约为 0.18。

喇曼响应函数 $h_R(t)$的形式是由光场感应的石英分子的振动决定的，可通过数值方法由实际的喇曼增益曲线得到。下面的喇曼响应函数的近似解析式在实际应用中也相当有用[52]：

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2}\exp(-t/\tau_2)\sin(t/\tau_1) \tag{9.2.8}$$

式中，$\tau_1 = 12.2$ fs，$\tau_2 = 32$ fs。图 9.8 对比了基于式(9.2.6)至式(9.2.8)的理论预期结果与实验测量的频谱[49]。在此实验中，钛宝石激光器发射的波长为 800 nm 且重复频率为 80 MHz 的 130 fs 脉冲在芯径仅为 1 μm 的 1.1 m 长的微结构光纤中传输。在数值模拟中，考虑到六阶色散($M = 6$)，参量值的估计尽可能准确。尽管理论与实验结果吻合得相当好，但理论结果将 RIFS 高估了 20%，这是由于喇曼响应函数采用了式(9.2.8)给出的近似形式。最近提出了 $h_R(t)$的另一种表达式[53]，它包括了喇曼响应的各向异性部分，可以更精确地描述光纤中的 RIFS。

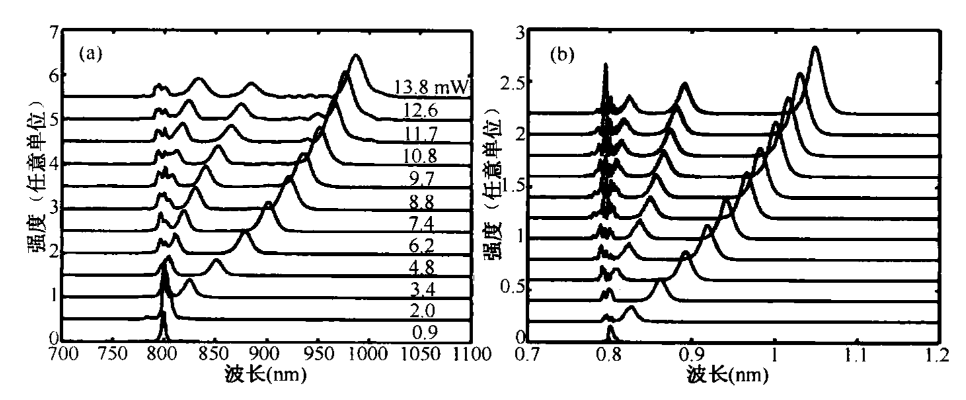


图 9.8 脉冲在不同平均输入功率下入射到 1.1 m 长的微结构光纤中的频谱[49]

有读者可能会问，实际应用中如果使用脉宽小于 10 fs 的脉冲，能否得到更大的 RIFS? 为回答这一问题，2005 年的一个实验使用了 6 fs 的脉冲[50]。图 9.9(a)对比了 6 fs 脉冲在 20 cm 长的微结构光纤中传输时的输入(虚线)和输出(实线)频谱，图 9.9(b)则给出了基于式(9.2.6)至式(9.2.8)的数值模拟结果，模拟时的输入脉冲参数参照了实验测量的输入脉冲的强度和啁啾曲线。需要着重指出的是，此 6 fs 输入脉冲的频谱从 650 nm 延展到 950 nm，且有明显的内在结构。尽管输出频谱的宽度超过 500 nm，仍不能说明这样的超短脉冲的 RIFS 有实质性的增强。光纤输出端的主峰在 1060 nm 附近，对应一个从原始脉冲分离的喇曼孤子。

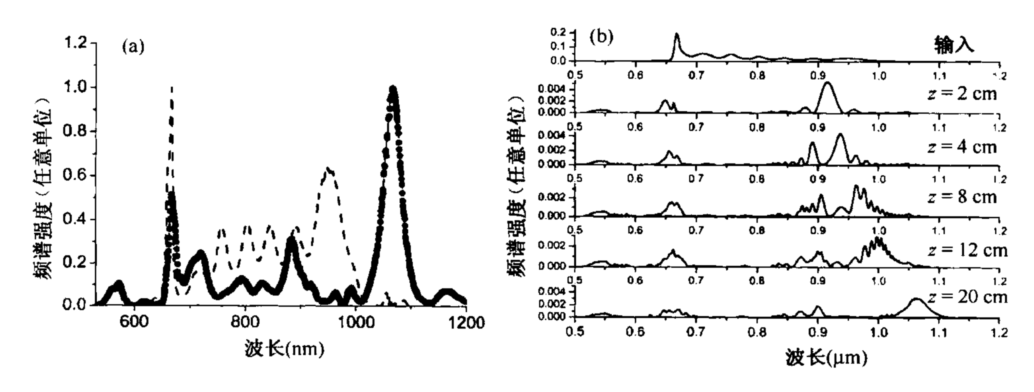


图 9.9 脉冲在 20 cm 长的微结构光纤中传输时的频谱和沿光纤不同位置的数值模拟频谱[50]

图 9.9(a)所示的输出频谱在 550 nm 附近有一个蓝移峰，此峰是在传输光纤的前 2 cm 距离内形成的，从数值模拟结果可以明显看到这一点[见图 9.9(b)]。可理解为此峰起源于色散波，或所谓的非孤子切连科夫辐射。在分裂过程中形成的喇曼孤子由于受三阶或更高阶色散的扰动，以色散波的形式向外辐射能量。对于一个相对孤子频率偏移 Ω_d 的特定的色散波，其传输常数(或相速度)与孤子的匹配，可得到大部分遮蔽能量。这一频移近似为[54]

$$\Omega_d \approx -\frac{3\beta_2}{\beta_3} + \frac{\gamma P_s \beta_3}{3\beta_2^2} \tag{9.2.9}$$

式中，P_s 为喇曼孤子峰值功率。若在孤子波长处 $\beta_2 < 0$ 且 $\beta_3 > 0$，则频移为正，切连科夫辐射在输入脉冲频谱的蓝端，图 9.9(a)的实验结果所用的光纤就满足这个条件。

从式(9.2.9)可以得出，如果光纤的 $\beta_3 < 0$，则切连科夫辐射能够移向长波方向。在 2007 年的一个实验中[55]，利用此特性产生了比用 RIFS 可能产生的更大的波长位移。在该实验中，将波长为 1064 nm 的 200 fs 脉冲以高阶模(LP_{02}模)在 1 m 长的光纤中传输，其 β_3 为负值，脉冲能量是通过一个长周期光栅转移到该高阶模中的。对此高阶模来说，波长在 908 ~ 1247 nm 范围时 β_2 为负的，因此 β_3 在零色散波长(1247 nm)附近也为负的。图 9.10(a)为 3.31 nJ 脉冲在光纤中传输时的输出频谱，其中的小插图为输入频谱。在输入频谱的长波长一侧，输出频谱有两个清晰的峰，其中1200 nm 附近的峰对应经过 RIFS 的喇曼孤子；1350 nm 附近的第二个峰是由切连科夫辐射造成的，其能量占输入脉冲能量的 20%。图 9.10(b)中的数值模拟预期的频谱与实验结果定性相符，也有这两个峰。

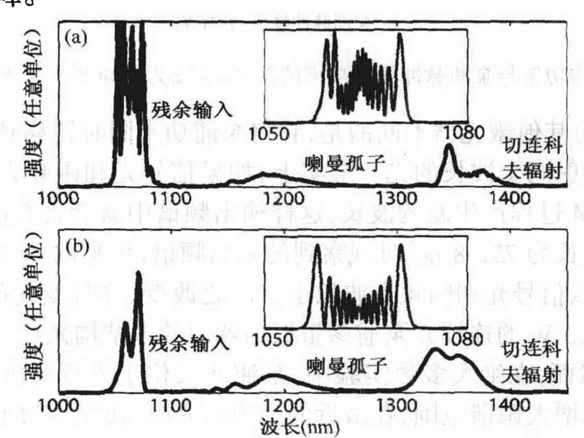


图 9.10 200 fs 脉冲在 1 m 长的光纤中以 LP_{02} 模传输时的输出频谱。(a) 测量结果；(b) 模拟结果[55]

RIFS 对需要可调谐光源的许多应用是有帮助的。在 2006 年的一项研究中[56]，微结构光纤中的 RIFS 被用来产生可调谐斯托克斯脉冲，这种脉冲能用在基于相干反斯托克斯喇曼散射过程的光谱学中。在此实验中，用同样的激光脉冲来提供所需的泵浦脉冲和斯托克斯脉冲。在另一种有趣的应用中，RIFS 可用来产生全光可调谐延迟线[57]，其基本思想是利用光纤中脉冲群速度的波长相关性。当脉冲的载波波长通过 RIFS 向长波方向位移时，如果脉冲在光纤反常色散区传输，那么它的速度就会慢下来。延迟量取决于 RIFS 效应，并可通过改变输入脉冲的峰值功率来调节。在该实验中，0.5 ps 的脉冲被延迟了 19.2 ps。另外，还可以将脉冲在另一段高非线性光纤中传输，通过 SPM 感应频谱展宽并经过适当滤波后，脉冲波长可还原到初始值。

9.2.2 四波混频

利用本书原理篇第 10 章讨论的四波混频这种非线性现象，也能实现波长的位移和调谐[1]，高非线性光纤出现不久就用于此目的[58~69]。正如 8.1.2 节所讨论的，基于 FWM 的光纤参量放大器也可作为波长变换器使用。通过在光学腔内放置高非线性光纤，该光放大器就变成了参量振荡器。在 2002 年的一个实验中[58]，使用一段 2.1 m 长的微结构光纤实现了光纤参量振荡器

的 40 nm 带宽可调。该实验使用锁模钛宝石激光器产生的 630 fs 脉冲作为泵浦,当泵浦脉冲峰值功率为 34.4 W 时,参量振荡器达到阈值;超过此阈值后,泵浦功率就转移到信号和闲频脉冲中,它们的频率满足四波混频条件 $\omega_s+\omega_i=2\omega_p$。图 9.11 给出了信号脉冲的平均功率与泵浦脉冲峰值功率的关系,其中的小插图为泵浦波长为 751.8 nm 时的输出频谱图。

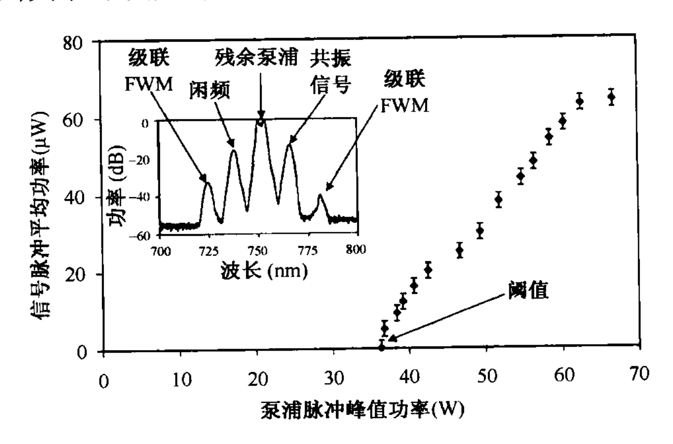


图 9.11 信号脉冲的平均功率与泵浦脉冲峰值功率的关系,插图为泵浦波长为 751.8 nm 时的输出频谱[58]

光纤参量振荡器与其他激光器不同的是,它将泵浦功率同时转移到信号光和闲频光中,因而在泵浦波长的两侧发射两个波长的光。事实上,如果信号光和闲频光的功率足够高,则可作为泵浦光通过级联 FWM 过程产生新的波长,这样输出频谱中就会含有两个以上的峰。图 9.11 中的小插图为泵浦光波长为 751.8 nm 时观察到的输出频谱,可见除残余泵浦峰外还有 4 个峰。如果改变泵浦波长,那么信号光和闲频光波长也会随之改变,并且变化的幅度取决于相位匹配条件。当用功率超过 1.3 W 的连续光泵浦参量振荡器中的微结构光纤时,可产生总共 6 个信号峰和 6 个闲频峰[60]。然而,在绝大多数实验中,泵浦波长位于光纤反常色散区,其可调范围相对较小。使用短光纤能增大调谐范围,在最近的一项研究中,使用约为 1 cm 长的微结构光纤实现了超过 200 nm 的调谐范围[61]。

在一定条件下,信号光和闲频光的调谐范围超过泵浦光很多。为了找到合适的条件,考虑用频率为 ω 的光纤模式的传输常数 $\beta(\omega)$ 来表示由式(8.1.9)给出的 FWM 过程的相位匹配条件。如 9.1 节所见,光子晶体光纤和其他微结构光纤的色散曲线 $\beta(\omega)$ 与标准光纤的截然不同,特别是对高非线性光纤来说,高阶色散效应变得十分重要并应加以考虑。将式(8.1.9)中的 $\beta(\omega_s)$ 和 $\beta(\omega_i)$ 在泵浦光频率 ω_p 附近进行泰勒级数展开后,发现只有偶数阶色散项才影响相位匹配条件,可写为

$$\sum_{m=2,4,\ldots}^{\infty}\frac{\beta_m(\omega_p)}{m!}\Omega_s^m+2\gamma P_0=0 \tag{9.2.10}$$

式中,$\Omega_s=\omega_s-\omega_p$ 为信号光相对泵浦光的频移。在反常色散区($\beta_2<0$),$m=2$ 的项占主导地位。如果忽略掉高阶项,则频移可简单写为

$$\Omega_s=\sqrt{2\gamma P_0/|\beta_2(\omega_p)|} \tag{9.2.11}$$

可以看出,参量振荡器的信号光波长取决于泵浦功率。这一特征可用于在有限范围内调节信号光波长,即使泵浦波长是固定不变的。如果泵浦频率改变了 $\delta\omega_p$,则信号频率 $\omega_s=\omega_p+\Omega_s$ 的改变量与 $\delta\omega_p$ 不同,这是因为 Ω_s 取决于 $\beta_2(\omega_p)$,而 $\beta_2(\omega_p)$ 随泵浦波长变化。实际上,如果泵浦波

长在光纤反常色散区，那么就很难实现大范围的波长调谐，除非光纤长度缩短到 1 cm 左右[61]。

如果泵浦波长位于光纤的正常色散区，情况就截然不同，因为此时四阶色散为负的[70]。如果忽略式(9.2.10)中的所有其他高阶项，则会得到关于 Ω_s 的四次多项式，对其根进行分析后，容易得到 Ω_s 的表达式为

$$\Omega_s^2 = \frac{6}{|\beta_4|}\left(\sqrt{\beta_2^2 + 2|\beta_4|\gamma P_0/3} + \beta_2\right) \tag{9.2.12}$$

若满足 $|\beta_4|\gamma P_0 \ll \beta_2^2$，则这一频移可简单地写为 $\Omega_s = (12\beta_2/|\beta_4|)^{1/2}$。对于微结构光纤的典型的 β_2 和 β_4 值，这一频移可超过 25 THz，这意味着 FWM 可对距泵浦波长 200 nm 的信号进行放大。如果光纤的 β_2 和 β_4 都为正的，而 β_6 为负的，甚至可能得到更大的频移。

为了理解为什么在正常色散区调谐范围增大，可以考虑一种特殊情况：用 1060 nm 波长的光泵浦微结构光纤，并假设光纤的色散值为 $\beta_2 = 2\ \text{ps}^2/\text{km}$，$\beta_3 = 0.05\ \text{ps}^3/\text{km}$，$\beta_4 = -1\times10^{-4}\ \text{ps}^4/\text{km}$。当泵浦波长在 1060 nm 附近改变时，$\beta_2$ 近似以 $\beta_2(\omega_p+\delta) \approx \beta_2(\omega_p) + \beta_3\delta$ 改变，其中 δ 为泵浦频率的改变量。尽管 β_4 也随 δ 改变，但其改变量相对较小，在简单计算中可以忽略不计。图 9.12 给出了信号光和闲频光的波长随泵浦波长的变化情况，这些波长对三阶色散值相当敏感，此图通过将 β_3 从 $0.05\ \text{ps}^3/\text{km}$ 变化到 $0.1\ \text{ps}^3/\text{km}$ 给出了这种敏感性。在此情况下，泵浦波长大于 1075 nm 时出现的定性变化是因为 β_2 变为负值且泵浦光在光纤反常色散区传输的缘故。需要着重说明的是，即使泵浦波长仅改变 40 nm，信号光和闲频光的波长也可以改变 1000 nm 以上。从数学意义上讲，这一行为和 $|\beta_4|$ 项出现在式(9.2.12)的分母上有关，因为 $|\beta_4|$ 的值相当小，所以 β_2 的较小变化就会使 Ω_s 有较大的变化。

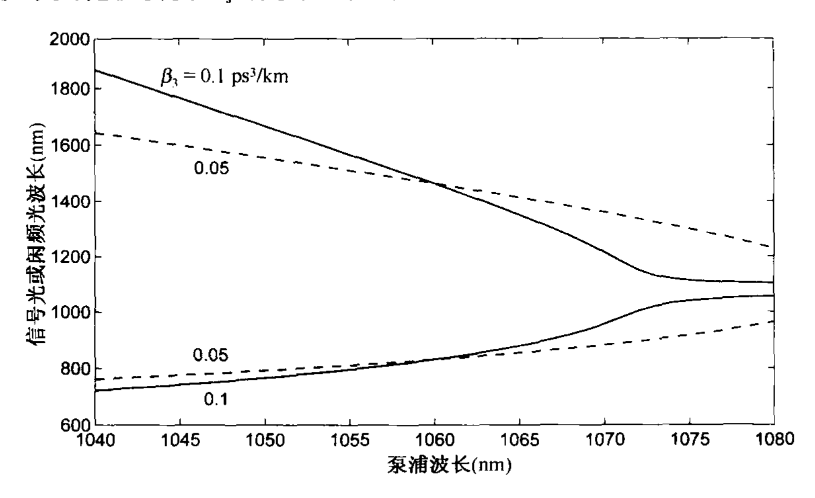


图 9.12　在微结构光纤的正常色散区，信号光和闲频光的波长随泵浦波长的变化

有些实验使用 $\beta_4 < 0$ 的高非线性光纤来实现信号脉冲和闲频脉冲的大的波长位移，它们都是通过在光纤正常色散区泵浦光纤参量放大器实现的[62~69]。在 2003 年的一个实验中[63]，用波长为 647 nm 且峰值功率达 1 kW 的 70 ps 脉冲，泵浦参量振荡器谐振腔中的 1 m 长的光纤。在 2005 年的一个实验中[67]，通过锁模掺镱光纤激光器产生的平均功率为 260 mW 的 1.3 ps 脉冲，同步泵浦含 65 cm 长 PCF 的环形腔激光器，产生了脉宽小于 0.5 ps 且调谐范围超过 200 nm 的脉冲。

在实际应用中，泵浦脉冲和信号(闲频)脉冲之间的群速度失配所产生的走离效应限制了波长调谐范围。为确保能量从泵浦脉冲向信号脉冲转移，应使泵浦脉冲和信号脉冲在整个光纤长

度上都有交叠。对于长度为 L 的光纤来说,走离延迟量为 $T_w = d_w L$,其中 $d_w \equiv |\beta_1(\omega_p) - \beta_1(\omega_s)|$ 取决于两个脉冲的群速度[见式(8.1.3)]。显然,T_w 应小于泵浦脉冲的宽度。在参考文献[67]报道的实验中,为实现 200 nm 的调谐范围,必须将光纤长度减小到 65 cm,因为泵浦脉冲的宽度仅有 1.3 ps。若使用更宽的泵浦脉冲,则这种参量振荡器的调谐范围可进一步增大。确实,在一次实验中使用 20 ps 的脉冲泵浦 1.3 m 长的光子晶体光纤,信号光和闲频光的波长分开了 400 nm 以上[66]。

沿光纤长度上的色散起伏也限制了光纤放大器和振荡器的调谐范围。在 2004 年的一项研究中[71],通过双泵浦参量放大器分析了这种影响;泵浦光的波长位于光纤正常色散区的单泵浦情形也考虑过[68]。研究结果表明,泵浦功率向信号光和闲频光的转移过程取决于泵浦光和信号光的频率差,当频率差超过 40 THz 时,转移效率明显降低。

在 2007 年的一个实验中[69],实现了迄今最大的光纤参量振荡器的波长调谐范围,在此实验中,FWM 是在 40 m 长的色散位移光纤中发生的。泵浦脉冲是通过马赫-曾德尔调制器以 1 MHz 的重复频率调制半导体激光器产生的连续光产生的,其脉宽相当大(大于 1 ns),尽管信号-泵浦的频率差达 50 THz(在 1.55 μm 波长区约为 400 nm),走离效应仍可忽略。图 9.13(a)给出了当 50 W 泵浦脉冲的波长在 1545 nm 附近改变 24 nm 时的输出频谱,图 9.13(b)表示信号光和闲频光的波长的测量值(圆圈)和理论值(实线)的对比,其中的插图为典型的频谱(线性标度)。因为频谱仪不能测量 1760 nm 以上的波长[图 9.13(b)中的叉线所示],所得结果是使用 FWM 条件 $\omega_s + \omega_i = 2\omega_p$ 估算的。此实验中,泵浦光两侧的调谐范围总共超过 450 nm。这种宽调谐的全光纤参量振荡器有多种应用,因为它不需要大型的锁模激光器。

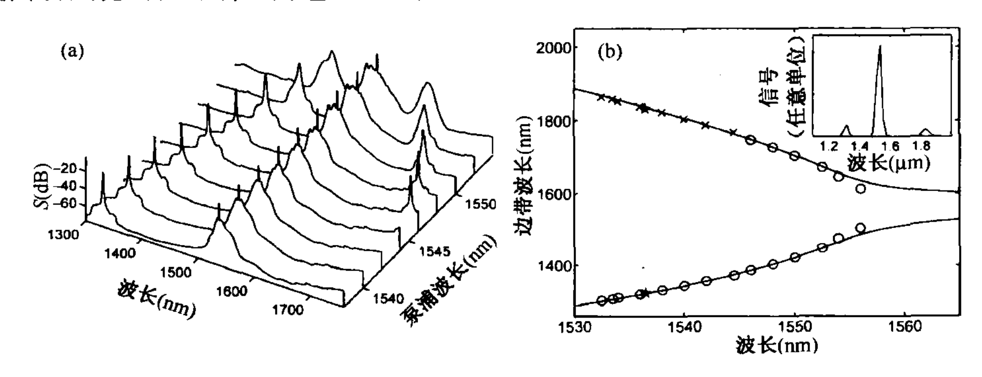


图 9.13 泵浦波长在 1545 nm 附近变化时的输出频谱和信号光、闲频光的波长[69]

9.3 超连续谱产生

光脉冲在高非线性光纤中的时域和频域演化,不仅受多种非线性效应(诸如 SPM,XPM,FWM 和 SRS)的影响,也受光纤色散特性的影响,所有这些非线性过程都可在脉冲频谱内产生新的频率分量。对于足够强的脉冲,其频谱可展宽到频率范围超过 100 THz。这种极端的频谱展宽称为超连续谱产生(supercontinuum generation),此现象于 1970 年在固体和气体非线性介质中首次被发现[72~74]。

光纤中的超连续谱于 1976 年首次被发现[75],当时是将染料激光器产生的 Q 开关脉冲(脉宽约为 10 ns)注入芯径为 7 μm 的 20 m 长的光纤中,当脉冲峰值功率超过 1 kW 时,输出频谱展宽到 180 nm。在 1987 年的一个实验中[33],将峰值功率为 530 W 的 830 fs 脉冲注入 1 km 长的单

模光纤中,产生了 200 nm 宽的频谱。20 世纪 90 年代,超连续谱在电信上的应用引起人们的关注,但其需要的带宽不到 100 nm。

随着微结构光纤的出现,情况就完全不同了。在 2000 年的一个实验中[76],将波长为 790 nm 的 100 fs 脉冲注入表现为反常色散的一段 75 cm 长的微结构光纤中,在光纤输出端观察到的频谱从 400 nm 延伸到 1500 nm。自此,超连续谱产生技术取得了长足进步,从飞秒脉冲到纳秒脉冲,甚至连续光也可用来产生超连续谱[1]。对飞秒脉冲而言,超连续谱的形成可理解为高阶孤子分裂过程,其物理机制已在 9.2.1 节中讨论过,即脉冲内喇曼散射产生多孤子,多孤子的频谱随着脉冲的传输向长波方向位移。当输入脉冲强度足够大,使孤子阶数超过 10 时,不同喇曼孤子的频谱就会出现交叠而形成超连续谱。通过孤子的切连科夫辐射,频谱向短波方向展宽。鉴于超连续谱产生的物理机制已在最近的综述[77]和本书原理篇第 12 章中[1]详细论述过,故本节主要讨论超连续谱光源的应用。

9.3.1　多信道通信光源

波分复用(WDM)技术需要每个信道都用窄带宽的激光器,如分布反馈(DFB)半导体激光器。两个相邻信道间的波长或载频差称为信道间隔(channel spacing),其典型值从 25 GHz 到 100 GHz 不等,实际应用中所使用的激光波长要与国际电信联盟(ITU)规定的标准一致。

当信道数目较多时,对每一个信道都使用单独的光发射机已变得不现实,因为这些光发射机都包含一个固定波长的 DFB 激光器,这在密集波分复用系统中很常见。20 世纪 90 年代,发展出一种独特的解决方法[78~81]。通过利用光纤中的超连续谱技术来产生宽带光谱,然后使用均匀频带间隔的光学滤波器进行谱切片。为增加谱宽而特别设计的高非线性光纤很快就得到发展并应用于基于超连续谱的 WDM 光源[82~87]。2003 年,利用此方法实现的多信道 WDM 发射机已可提供符合 ITU 标准的 1000 个信道[88~90]。

在此基本思想的一个早期实现中,增益开关半导体激光器产生的皮秒脉冲首先经过 EDFA 放大,然后通过 4.9 km 长的标准单模光纤进行频谱展宽,最终实现了 80 nm 宽的超连续谱[79]。输出脉冲通过一个起解复用作用的双折射周期光学滤波器后产生了信道间隔为 1.2 nm 的 40 个信道,覆盖了 1525 ~ 1575 nm 波长范围的所谓 C 波段。在 1996 年的一个实验中,采用 10 GHz 重复频率的谐波锁模光纤激光器(见 5.3.4 节)来产生单一超连续 WDM 光源,并成功用于 1 Tbps 的光波系统中[81]。图 9.14 为此光源的设计示意图,其中 ML-EDFRL 代表环形腔锁模掺铒光纤激光器。此实验和稍后的实验均使用了基于硅基二氧化硅技术制造的 AWG(阵列波导光栅)滤波器,可产生信道间隔小于或等于 1 nm 的多个 WDM 信道。

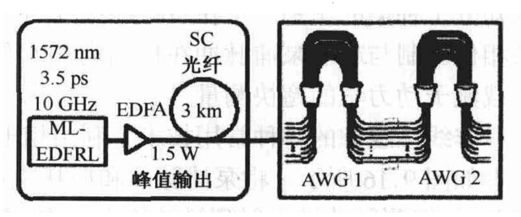


图 9.14　基于超连续谱谱切片的光纤 WDM 光源[81]

在 2000 年的一个实验中[85],基于超连续谱技术可用来产生 1000 个信道,信道间隔仅为 12.5 GHz。2003 年,基于此技术的光发射机产生了信道间隔为 50 GHz 的符合 ITU 标准的光载波,频谱范围从 1425 nm 延伸到 1675 nm,覆盖了 S、C 和 L 这 3 个波段[88]。2005 年,利用信道间隔仅为6.25 GHz 的单一超连续 WDM 光源,实现了 2.67 Gbps 比特率的 1000 多个信道的现场传输实验[89]。此实验并没有使用锁模激光器,而是对半导体激光器输出的连续光以 6.25 GHz 频率进行相位调制。图 9.15 为此 WDM 光源的示意图[90],标准单模光纤的色散将相位调制转化为振幅调制,从而产生了 6.25 GHz 的脉冲序列,此脉冲序列被放大后注入具有凸形色散曲线的

保偏色散渐减光纤(即图中的 SC 光纤)中,结果产生了 80 nm 宽的超连续谱。尽管在整个频谱范围内各信道的功率并不相同,但还是成功地将数据在光纤中传输了 126 km。

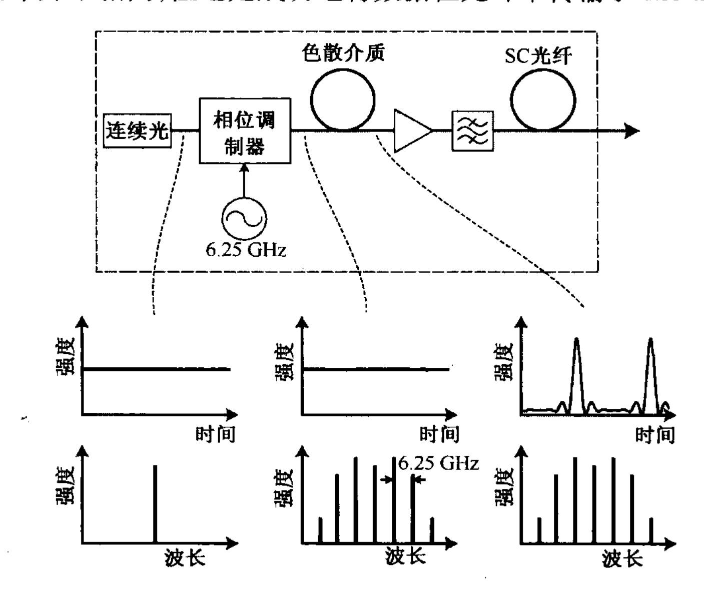


图 9.15　1000 信道的 WDM 发射机,3 个图分别表示虚线所指位置的时域频域图[90]

9.3.2　非线性光谱学

微结构光纤中飞秒脉冲的极度展宽可应用于任何需要宽带光源的场合,一个明显的例子就是光谱学。事实上,基于光纤的超连续谱光源在泵浦-探测光谱学[91]、相干喇曼光谱学[92]、近场光学显微术[93]和其他相干非线性光谱学中有不同的应用,这些技术可应用于生物样品成像和未知分子种类的识别。早在 2002 年就有了飞秒光谱仪,它利用超连续谱作为宽带探针,通过交叉相位调制与超短泵浦脉冲在样品内相互作用[91]。后来,采用类似的方案用于半导体激光器中载流子动力学的超快测量[94]。

非线性成像的一种常用技术是利用相干反斯托克斯喇曼散射(CARS)显微镜[95~103],其工作原理如图 9.16 所示。将泵浦脉冲和斯托克斯脉冲聚焦到样品上,这两种脉冲源于同一锁模激光器,但探测脉冲被入射到微结构光纤中,通过超连续谱产生进行频谱展宽[95]。当它们的频率差$\omega_p - \omega_s$恰好接近特定分子的振动共振频率时,通过类似 FWM 的过程就会产生一个频率为$2\omega_p - \omega_s$的蓝移的反斯托克斯信号。由于探测谱的宽带特性,不同分子通过 CARS 过程辐射不同波长的波,于是通过样品成像就可以容易地区分它们。

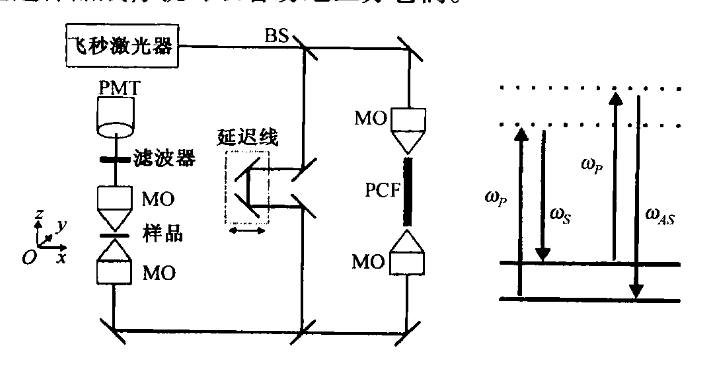


图 9.16　CARS 显微镜和相关能级,BS,MO 和 PMT 分别表示分束器、显微物镜和光电倍增管[95]

在 2003 年的一个实验中，将锁模钛宝石激光器发射的 50 fs 脉冲注入 4 cm 长的 PCF 中，所得超连续谱从 625 nm 延伸到 900 nm，如图 9.17(a)所示，其中的小插图为输入的 50 fs 脉冲的频谱图。泵浦脉冲和斯托克斯脉冲通过 CARS 显微镜，并对玻璃板上一层直径为 4.8 μm 的聚苯乙烯珠粒成像。最终的 CARS 信号和图像如图 9.17(b)所示，可以看到此实验的分辨率在 5 μm 以下。

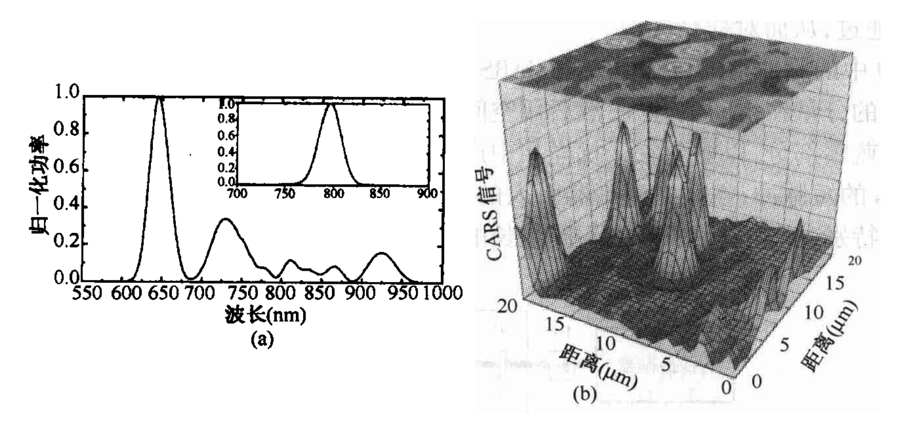


图 9.17　用 4 cm 长的 PCF 产生的超连续谱及用其对聚苯乙烯珠粒成的像[95]

CARS 显微镜广泛用于生物样品成像，而光纤超连续谱的使用让这一方法变得相当实用。在 2005 年的一个实验中，CARS 技术用于对一个活体酵母细胞成像[98]。因为斯托克斯脉冲的超宽带频谱，所以可同时探测多个振动共振。后来发现，除 CARS 信号之外，多电子态也可通过双光子吸收过程激发，从而产生双光子荧光信号[100]。这两种非线性信号的组合使对活体细胞内部结构的清晰成像成为可能。图 9.18(b)为活体酵母细胞成像图，其细胞核被绿荧光蛋白质标记。此图可分辨线粒体、隔膜和细胞核等细胞器。图 9.18(a)中的 CARS 光谱为图 9.18(b)中两打叉处的光谱，对应 2840 cm^{-1} 喇曼位移的主峰为 CH_2 分子的伸缩振动模式。

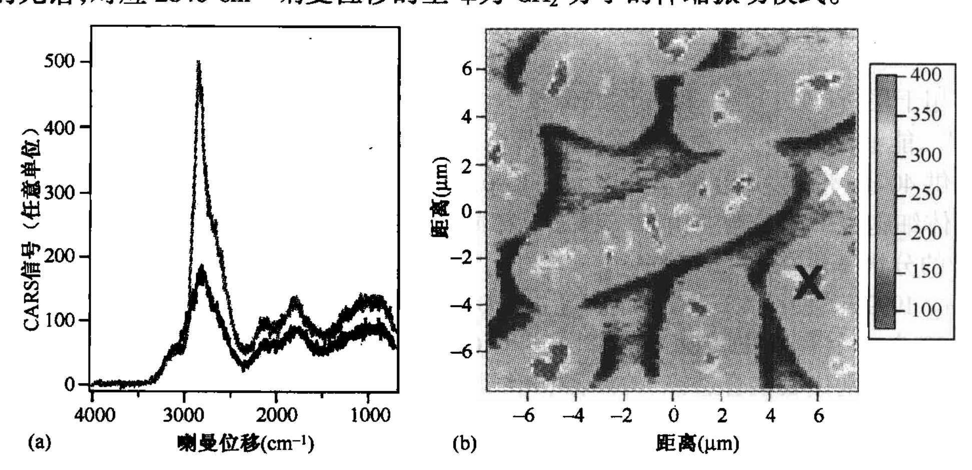


图 9.18　(a) 活体酵母细胞(浅色线)和周围水(深色线)的 CARS 谱；(b) 2840 cm^{-1} 喇曼位移的 CARS 图像[100]

2002 年，提出了一种利用相干控制概念的单光束 CARS 技术[104]。后来，此技术被用于光纤超连续谱光源[101]，该方案的基本思想如图 9.19 所示，它由超连续谱发生器[见图 9.19(a)]、脉冲整形器[见图 9.19(b)]和成像机构[见图 9.19(c)]组成。FI，XYZ，BS，FL，MO1，FM，SLM，SM1，KE 和 G1 分别代表法拉第隔离器、压台、分束器、聚焦透镜、显微物镜、回转镜、空间光调制器、球

形镜、刀口和光栅。通常,CARS 过程需要不同频率 ω_p, ω_s 和 ω_{pr} 的三条光束来产生频率为 $\omega_p-\omega_s+\omega_{pr}$ 的 CARS 信号。当泵浦光起到频率为 ω_{pr} 的探测光的作用时,只需要泵浦光和斯托克斯光。如果参与 CARS 过程的泵浦频率和斯托克斯频率可从一束宽频谱光中提取出来,那么就可以只使用这一束宽频谱光。使用共线结构可以成功地实现这种单束 CARS 技术,即通过将单光束聚焦于样品(通过显微物镜)产生 CARS 信号,在样品后插入一个带通滤波器即可只让 CARS 信号通过,从而对样品成像。

图 9.19 中的脉冲整形段为单光束 CARS 显微镜的关键部分。这里,用一个光栅将超连续谱中不同波长的分量在空间上分开,然后用空间光调制器改变不同频谱分量的相位,刀口阻断超连续谱中的蓝翼部分,以避免它干扰样品中产生的 CARS 信号。剩余频谱分量通过第二个光栅压缩成 20 fs 的短脉冲,空间光调制器引入的谱相位调制可以主动地将超连续谱整形为所需的任意形式。特别地,它可用来产生不同波长的两个脉冲,分别作为样品中的泵浦脉冲和斯托克斯脉冲[102]。

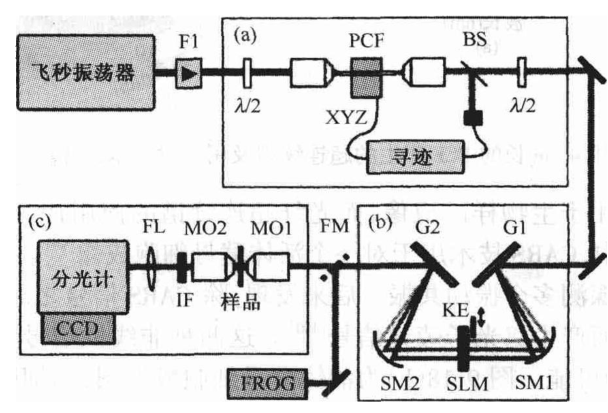


图 9.19 单光束 CARS 显微镜的实验装置图[101]

9.3.3 光学相干层析

光学相干层析(OCT)是一种线性成像技术,它利用宽带宽光源的短相干时间来改进成像分辨率[105~107],能够提供高分辨率的生物组织甚至是活体的成像。最初用于 OCT 成像的超发光二极管可提供 40 nm 带宽,其分辨率可达 10~15 μm。此种光源不能分辨亚细胞结构,一些情况下甚至连单体细胞也不能分辨。由于飞秒锁模脉冲激光器具有宽带宽和短相干时间,因此可显著提高 OCT 的分辨率。在 1995 年的一个实验中[108],使用钛宝石锁模激光器使 OCT 的分辨率达到了 3.7 μm。1999 年,使用 5 fs 脉冲(谱宽超过 250 nm)对活体生物样品成像,分辨率接近 1 μm[109]。

图 9.20 为一个利用飞秒脉冲的高分辨率 OCT 系统实验装置图[109],其中 CL, D1, FC, PC, OL, BK7 和 FS 分别代表耦合透镜、检测器、光纤耦合器、偏振控制器、物镜、玻璃棱镜和熔石英。它实际上是一台迈克尔逊干涉仪,生物样品作为其中一臂的反射镜。通过 XY 平台,样本被二维扫描。因光聚焦在样品上位置的不同,样品的反射率也不同,因此可以对样品扫描成像。只有当两臂光程差小于相干长度 $l_c=c/(n_s\Delta\nu)$ 时,才能形成干涉图样,其中 n_s 为样品折射率,$\Delta\nu$ 为光源带宽。要达到 1 μm 的纵向分辨率就要求 $\Delta\nu$ 接近 200 THz。即使是 100 fs 的脉冲,其带宽也小于 10 THz。事实上,在 1999 年的实验中,为实现 1 μm 的分辨率,使用了钛宝石激光器,其发射的脉冲宽度小于两个光学周期(小于 6 fs)。

使用超短脉冲的一个基本限制是色散。如果参考臂和样品臂之间存在较大的色散失配,就

会降低 OCT 系统的分辨率。因此图 9.20 中的参考臂加入 BK7 棱镜和可变厚度熔石英平板,以保证两干涉臂的色散匹配[109]。通过调节石英板厚度来补偿光纤长度的差异,BK7 棱镜用于抵消高阶色散效应。为尽可能减小强度起伏所产生的影响,采用了平衡探测方案。图 9.20 所示的 OCT 系统有超高分辨率,可对活体亚细胞结构成像。需要强调的是,对于现场应用来说,即使是这样的系统仍不能做到真正实用。

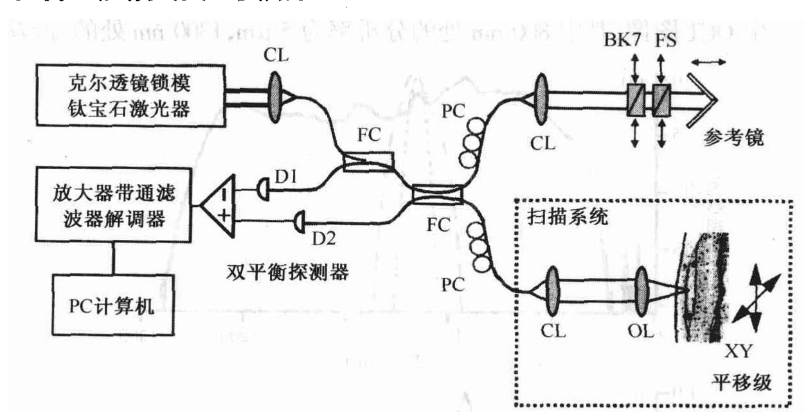


图 9.20　使用锁模钛宝石激光器作为宽带光源的 OCT 系统[109]

随着高非线性光纤的出现,2000 年情况就发生了变化,因为利用 100 fs 甚至更宽的脉冲泵浦高非线性光纤,可得到带宽超过 200 THz 的超连续谱[1]。此时可将图 9.20 所示的系统装置稍做改变,即在锁模激光器后加入一小段微结构光纤。事实上,在实验室中产生超连续谱不久,就采用了这种方法[110~119]。2001 年,在最初的一个实验中,从锁模钛宝石激光器得到的 100 fs 脉冲被耦合进 1 m 长的微结构光纤中[110]。尽管产生了从 400 nm 延伸到 1600 nm 的超连续谱,但仍使用中心波长为 1300 nm 的干涉滤波器选择出 370 nm 宽的谱切片,它用于 OCT 系统时可提供2 μm 的纵向分辨率。

2002 年,将波长为 800 nm 且脉宽为亚 10 fs 的脉冲注入 6 mm 长的 PCF 中,产生从 550 nm 延伸到 950 nm 的超连续谱,将其用于 OCT 系统可得到约为 0.5 μm 的分辨率[111]。如果用锁模光纤激光器作为飞秒脉冲源,则可以避免使用体积庞大的钛宝石激光器。早在 2003 年,一种结构紧凑的光源就被用于 OCT 成像,它使用脉冲掺铒光纤激光器和微结构光纤来产生 1100 ~ 1800 nm 的超连续谱[113],使 OCT 图像的纵向分辨率达到 1.4 μm。在 2004 年的一个实验中[115],使用一台工作于 1.55 μm 波长的被动锁模掺铒光纤激光器来产生 1.4 ~ 1.7 μm 的超连续谱,但分辨率被限制在 5.5 μm 左右。在后来的一个实验中,使用了 1050 nm 波长的锁模掺镱光纤激光器[116]。图 9.21 所示为将脉冲首先用掺镱光纤放大器放大,然后注入 2 m 长的 PCF 中所产生的超连续谱。

由于图 9.21 中的超连续谱带宽超过了 300 nm,预期纵向分辨率可接近 1 μm,然而由于强度曲线不均匀和其他一些因素,导致生物组织内的实际分辨率在 1.5 μm 左右。图 9.22 为通过这个基于光纤的系统得到的 OCT 图像[116]。其中最上边的图像为 2 mm × 0.4 mm 的牛骨,中间的图像为 2 mm × 0.4 mm 的洋葱皮,下面的图像为活体非洲蝌蚪眼附近 1 mm × 0.4 mm 的面积,每个图中的比例条都代表 100 μm。这些结果表明这是一台便携式光纤 OCT 系统,这样的生物医学设备在医疗机构中极为有用。

微结构光纤应用于 OCT 的另一项好处是它允许色散修饰。正如 9.1 节所讨论的,微结构光纤可以有两个比较靠近的零色散波长,在这两个零色散波长之间群速度色散参量 β_2 有较小的

负值(反常 GVD)。当在 1060 nm 波长泵浦时,通过适当设计的这种光纤能产生分别以 800 nm 和 1300 nm 为中心的两个较宽的谱带。图 9.23 为将钕玻璃激光器产生的 85 fs 脉冲注入 1 m 长的 PCF 中所产生的超连续谱[117],该 PCF 以 1060 nm 为中心有两个距离较近的零色波长,当用 78 mW 的平均功率泵浦光纤时可同时产生两个谱带,其中以 800 nm 为中心的谱带的半极大全宽度为 116 nm,以 1300 nm 为中心的谱带的宽度为 156 nm。由于它们的带宽足够大,因而可以用该光源两个不同谱带产生 OCT 图像,其中 800 nm 处的分辨率为 5 μm,1300 nm 处的分辨率为 3 μm。

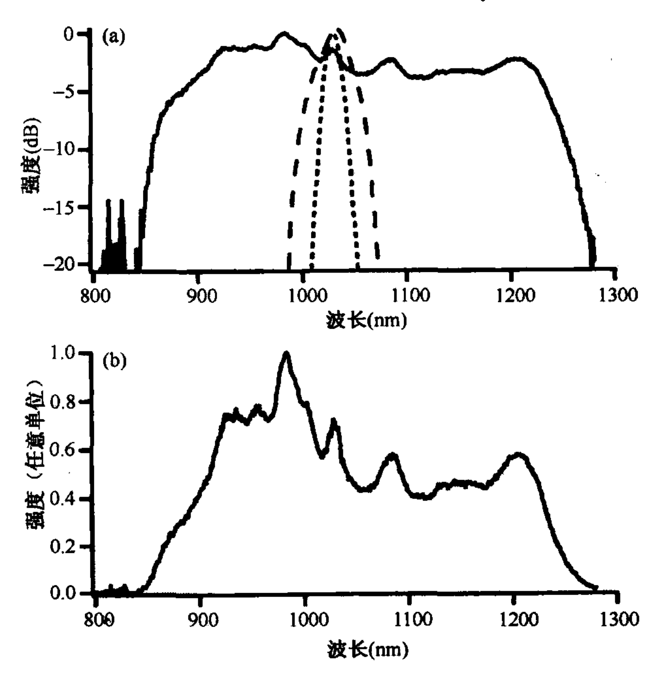


图 9.21　采用(a) 对数标度和(b) 线性标度的超连续谱,虚线和点线分别表示激光脉冲和放大脉冲的频谱[116]

用微结构光纤产生超连续谱的缺点是,超连续谱有很大噪声并伴有明显的内在结构,这取决于输入条件。OCT 应用要求频谱平滑的宽带光源,因此能够产生平滑频谱的输入条件引起人们的极大关注[1]。总体上说,如果输入脉冲在光纤的正常色散区($\beta_2>0$),那么所得频谱就会平滑得多,尽管这会减小其带宽;如果为了增大带宽而必须要求脉冲在光纤反常色散区,那么产生平滑频谱一般就需要短泵浦脉冲[77]。如果光纤中存在双折射,则还可以通过调整泵浦脉冲的偏振态来得到平滑的频谱。在一项研究中使用了所有这些技巧,旨在优化类似图 9.23 中的双带超连续谱[118]。

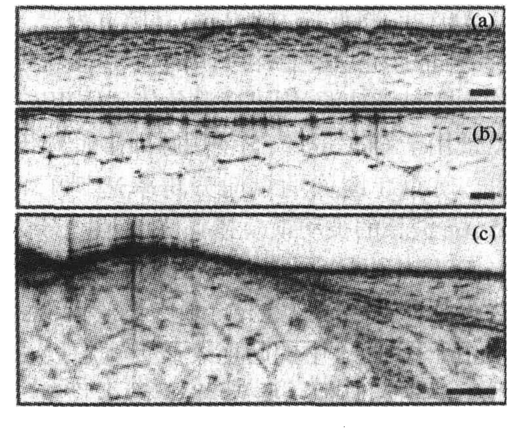


图 9.22　用掺镱光纤激光器的 OCT 系统获得的生物样品图像[116]

在 2007 年的一个实验中[119],使用了专门设计的长为 0.8 m,芯径为 2.3 μm 且没有零色散波长的 PCF。图 9.24 给出了色散参量 D 随波长的变化及 PCF 的结构。此光纤对任意波长均表现为正常色散($\beta_2>0$),β_2 的最小值出现在 1 μm 波长附近。将钕玻璃激光器产生的 1060 nm 波长的 130 fs 脉冲注入此光纤中,得到了 800 ~ 1300 nm 的平滑

频谱,将其用于 OCT 成像时,空气中的纵向分辨率接近 2.8 μm(生物组织中的纵向分辨率小于 2.5 μm)。需要指出的是,通过修饰微结构光纤的色散特性,可相当灵活地对 OCT 系统的性能进行优化。

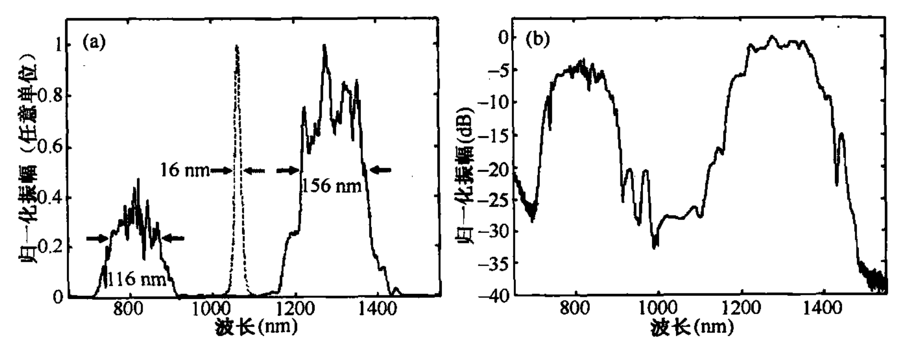


图 9.23 由钕玻璃激光器产生的 85 fs 脉冲注入 1 m 长的 PCF 中产生的超连续谱[117]

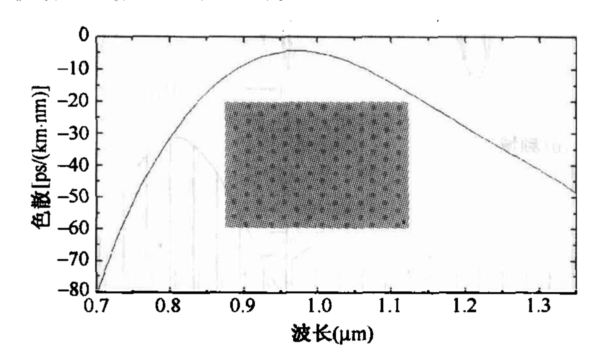


图 9.24 PCF 的色散参量 D 与波长的关系,插图给出了 PCF 的结构[119]

9.3.4 光频率计量学

超连续谱的一个有些出乎意料的应用是在频率计量学领域,该领域主要开发精确测量频率的技术[120~122]。对这种精确计量的需求源于基本时间单位(或时间标准)"秒",它是根据铯原子在基态两个超精细结构能级对应的微波跃迁辐射的 9 192 631 770 个周期来定义的,所谓的国际原子时间就是基于大量铯原子钟的统计平均值的一个时间尺度。

人们已经认识到,使用基于适当的原子跃迁的光学频率标准可改进时间标准的精度,并提出了几种可利用的原子跃迁[120]。然而,在任何新频率标准被采用之前,我们应该尽可能精确地测量光频。为此,通常使用频率梳[122]。频率梳由大量等间隔谱线组成,可作为频率测量的尺度。

20 世纪 90 年代,人们努力发展了多种频率梳技术[123~129],甚至用光纤中的自相位调制(SPM)来扩展光梳的频率范围。在 1998 年的一项研究中,SPM 感应的频谱展宽使频率梳覆盖了 30 THz 范围[127]。当使用 $LiNbO_3$ 调制器以 6.06 GHz 的频率对连续半导体激光器的输出进行调制时,所得脉冲序列的频率梳达到了 7 THz。再将此脉冲序列在 1 km 长的色散平坦光纤中传输,SPM 将频率梳范围增加到 50 THz[128]。这通常被看成超连续谱应用于光频率计量学领域的最初尝试。

锁模激光器提供了一个极好的频率梳的例子,因为锁模脉冲的频谱从本质上看是等间隔谱线的形式[129],谱线间隔等于脉冲重复频率(取决于腔长,可精确控制)。绝大多数锁模激光器的重复频率为 100 MHz 左右,但通过缩短腔长可将重复频率增加到 1 GHz。频率梳的频谱范围与锁模脉冲的时域宽度成反比,对于飞秒脉冲,频谱范围很容易超过 1 THz,特别是我们早先看到

的钛宝石激光器,它能发射脉宽小于 10 fs 的脉冲,其频率梳范围可达 100 THz。确实,这种飞秒频率梳近年来引起了相当的关注[130~134]。

然而,此类频率梳的一个特点是使用前需要仔细地校对。图 9.25 给出了锁模脉冲序列的时域和频域图[132],其中虚线为脉冲包络,垂直的虚线代表理想频率梳($\nu_n = nf_{rep}$)。正如图 9.25 所示,脉冲序列的电场周期性地出现峰值,以时间间隔 $T = 1/f_{rep}$分开的两相邻脉冲之间的电场为零,这里重复频率为 $f_{rep} = c/L_{opt}$,其中 L_{opt}为激光腔内一次往返的光程。然而,电场的峰值并不与脉冲包络的峰值重合,而是以固定的速率从一个脉冲到下一个脉冲偏移,这就是所谓的载波包络相位失配 $\Delta\phi$,它产生的原因是在锁模激光器腔内相速度和群速度不同。

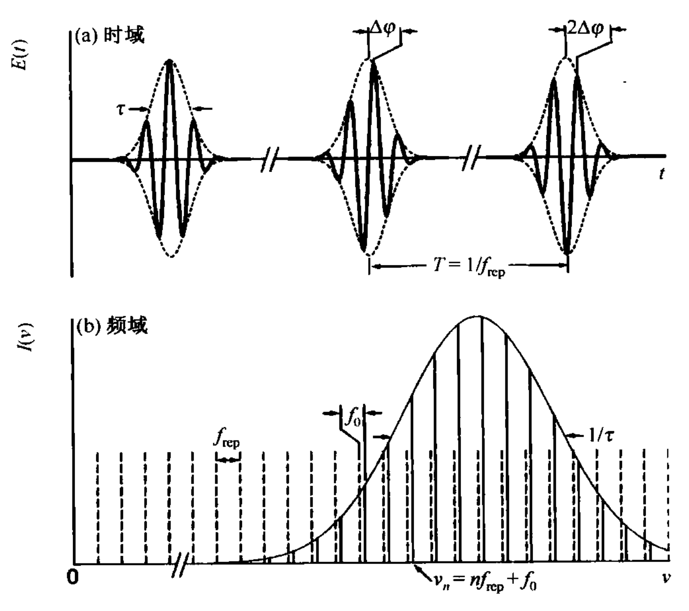


图 9.25 锁模脉冲序列电场的时域图和频域图[132]

图 9.25(b)所示的脉冲序列的频谱是频域中的载波-包络相位失配的结果。理想的频率梳(垂直虚线)的第 n 条谱线的频率应满足 $\nu_n = nf_{rep}$,而激光频谱(实线)的谱线位置相对 ν_n 有一个与$\Delta\phi$有关的固定偏移量 f_0[132]:

$$f_0 = f_{rep}\Delta\phi/(2\pi) \tag{9.3.1}$$

因为此载波-包络频率偏移,锁模脉冲序列的频率为

$$f_n = nf_{rep} + f_0 \tag{9.3.2}$$

因此,如果将实际的锁模激光脉冲的频率梳用于测量,必须对偏移频率 f_0 进行精确测量,并且载波-包络相位$\Delta\phi$必须稳定,以确保 f_0 不随时间随机变化。

一种比较合适的测量 f_0 的方法是使用非线性晶体中的二次谐波产生过程[132]。假设频率梳宽到可以覆盖一个倍频程,即最高频与最低频的比超过 2。如果使用非线性晶体将相对低的频率 f_n 加倍,然后用外差探测器将 $2f_n$ 与f_{2n}进行相干混合,则得到的微波信号频率为

$$2f_n - f_{2n} = 2(nf_{rep} + f_0) - (2nf_{rep} + f_0) = f_0 \tag{9.3.3}$$

这就使拍频严格等于偏移频率 f_0。此方案称为自参考(self-referencing),因为它仅使用同一频率梳的两个频率而不借助外部的参考频率。一台工作频率非常稳定的连续激光器也可用于测量 f_0。

使用自参考方案的唯一问题在于锁模激光脉冲的频谱并不能覆盖一个倍频程,除非脉宽被

压缩到一个光学周期以下。在实际应用中这并不容易实现,尽管钛宝石激光器的输出脉宽能够小于两个光学周期。此时就需要用光纤中的超连续谱产生技术来解决,正如在前面看到的,微结构光纤可以很轻易地将锁模激光脉冲的频谱展宽到一个倍频程以上。实际上,在 2000 年的一个实验中[76],用 75 cm 长的微结构光纤将 100 fs 输入脉冲的频谱展宽,覆盖了 400 ~ 1500 nm 的带宽。不久,此种微结构光纤就被用于测量偏移频率 f_0[135~137]。

在 2000 年的一个初期实验中[135],将钛宝石激光器发射的 800 nm 波长的重复频率为 100 MHz 的10 fs 脉冲入射到 10 cm 长的微结构光纤中,图 9.26 对比了平均功率为 40 mW 的锁模脉冲输入频谱和输出的超连续谱,可见用如此短的光纤就可以将频谱展宽到覆盖一个倍频程。在此实验中,用式(9.3.3)所示的方法对一台碘稳频的 Nd:YAG 激光器的频率进行直接测量;同样的飞秒频率梳用于测量其他两台波长分别为 633 nm 和 778 nm 的激光器的光频,精度达到了 3 kHz。这些测量表明,频率梳的误差上限仅为 3×10^{-12}。在另一个实验中[137],用 8 cm 长的 PCF 产生超连续谱,参考频率为 10 MHz。此实验的测量误差上限仅为 10^{-15}。很明显,通过微结构光纤中的非线性效应,极大地革新了光学频率计量学。

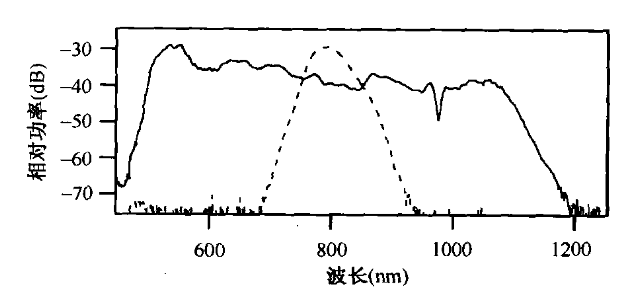


图 9.26　10 fs 脉冲(频谱如图中虚线所示)入射到 10 cm 长的微结构光纤中所产生的全光纤超连续谱(实线)[135]

最近,使用锁模光纤激光器发展频率梳技术引起极大关注[138~152]。由于光纤激光器通常使用半导体激光器泵浦,因此它比钛宝石激光器更加轻便和紧凑,在频率计量中最常用的是波长为 1550 nm 的掺铒光纤激光器[139]。2003 年,用图 9.27 所示的实验装置实现了覆盖一个倍频程的全光纤超连续谱光源[140],图中被动锁模掺铒光纤激光器的重复频率为 33 MHz,它产生了中心波长为 1550 nm 的脉宽小于 200 fs 的脉冲,但平均功率限制在 7 mW 左右。

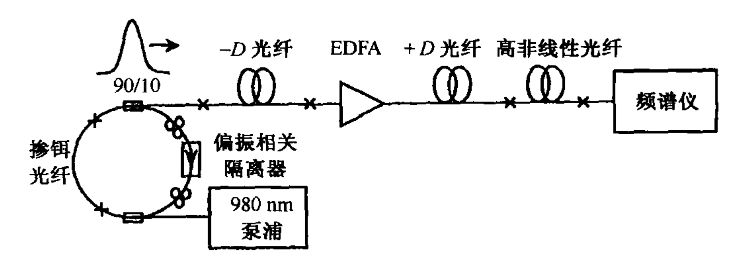


图 9.27　产生跨越一个倍频程的全光纤超连续谱的实验装置图[140]

如此就很有必要使用掺铒光纤放大器(EDFA)并结合啁啾脉冲放大技术来提升平均激光功率[140]。在图 9.27 中,将 EDFA 夹在群速度色散分别为 $-D$(正常色散)和 $+D$(反常色散)的两段光纤之间,可将锁模脉冲序列的平均功率提高到 50 mW,这足以在 $\gamma=8.5\ \mathrm{W^{-1}/km}$ 的 6 m 长的普通高非线性光纤(非微结构光纤)中产生跨越一个倍频程的超连续谱。在此实验中,沿光纤长度方向

改变色散大小是必要的,这是通过将 1550 nm 处的色散值分别为 3.8 ps/(km·nm),2.2 ps/(km·nm),0 和 −2 ps/(km·nm)的四段光纤(每段 1.5 m 长)组合在一起实现的。图 9.28 对比了光脉冲分别从 6 m 长的色散修饰混合光纤的正反两端注入时的输出频谱,中间曲线为在色散值恒为 3.8 ps/(km·nm)的10 m 长的光纤中产生的超连续谱,虚线标记了一个倍频程的范围。

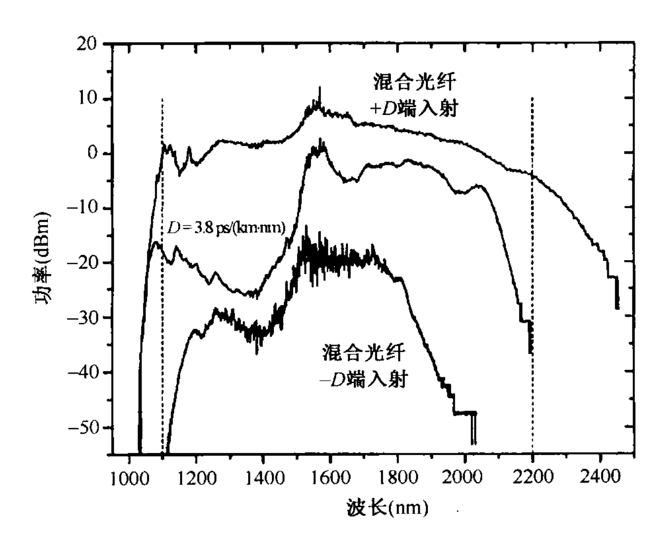


图 9.28 在 6 m 长的色散修饰混合光纤和 10 m 长的恒定色散光纤中产生的超连续谱[140]

在 2004 年的一个实验中[141],使用了 8 字形光纤激光器,它能提供重复频率为 50 MHz、脉宽为 130 fs 且能量为 50 pJ 的锁模脉冲,其平均功率为 3 mW。和前面一样,通过啁啾脉冲放大技术将其平均功率放大至 100 mW,脉宽被压缩至 70 fs,再将得到的脉冲序列注入 23 cm 长的色散平坦光纤中,以产生跨越一个倍频程的超连续谱。用先前讨论过的自参比技术来表征由此得到的频率梳的特征,偏移频率 f_0(约为 15 MHz)的测量误差为 10 mHz。

在另一个实验中[142],通过在掺铒光纤激光器的环形谐振腔中加入可调谐延迟线,实现了重复频率从 49.3 MHz 到 50.1 MHz 的调谐,图 9.29 为超连续谱产生和通过自参考方法测量 f_0 的实验装置,其中 PZT,HNLF,BPF 和 SHG 分别代表压电换能器、高非线性光纤、带通滤波器和二次谐波产生。掺铒光纤激光器产生 210 fs 的孤子脉冲,然后将脉冲的平均功率放大到60 mW,脉宽压缩到 90 fs,再将此脉冲注入 $\gamma = 10.6\ \mathrm{W^{-1}/km}$ 的 40 cm 长的高非线性光纤(非微结构)中,产生跨越一个倍频程的超连续谱。载波–包络的偏移频率是通过将 2060 nm 波长和其二次谐波 1030 nm 在干涉仪中混频来测量的。图 9.30 为(a) 超连续谱和(b) 功率谱,其重复频率 f_r 附近的两个边带是由偏移频率 f_0 造成的。

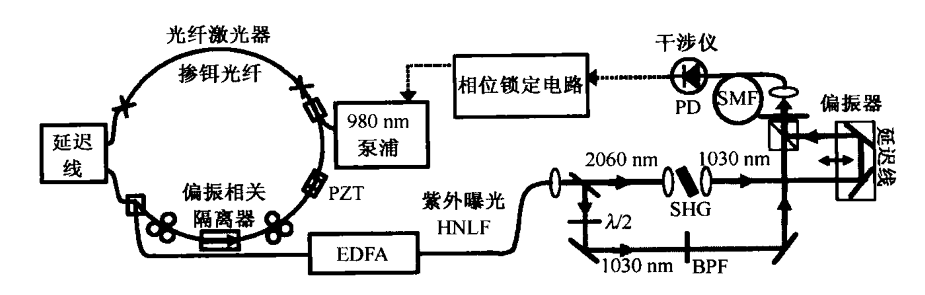


图 9.29 使用锁模光纤激光器产生频率梳的实验装置图[142]

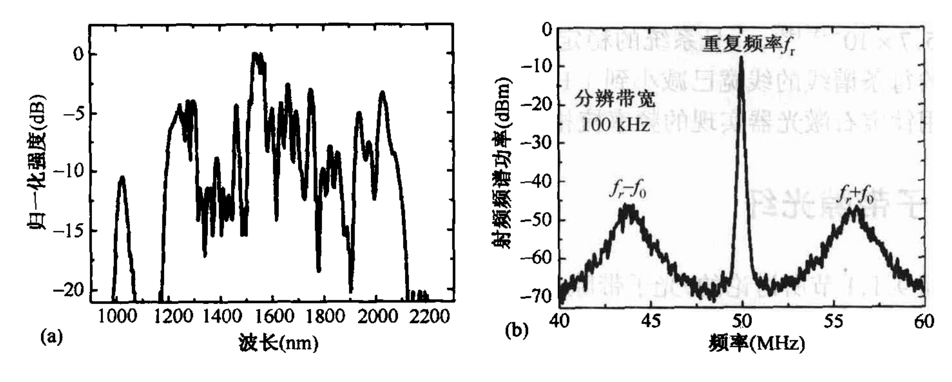


图 9.30　跨越一个倍频程的超连续谱和观察到的功率谱[142]

2004 年，展示了一种交钥匙(turn-key)的全光纤频率测量系统，它通过相位锁定技术将重复频率和载波-包络偏移频率锁定在氢微波激射器上，并用铯原子钟校准氢微波激射器的频率[143]。用这套设备可得到极为精确的全相位锁定光学频率梳，它被用于测量波长分别为 1064 nm 和 1542 nm 的两束激光的光频，相对准确度为 2×10^{-14}。在另一个不同的方案中，锁模脉冲从同一台光纤激光器中产生，经 3 dB 分束器分成两路后分别用两台并行的放大器进行放大[144]。一台放大器的输出用于相位锁定载波-包络偏移频率 f_0，另一台放大器的输出可在可见光和近红外波段精确测量频率。在另一项研究中[145]，对两个基于光纤的频率梳进行了超过 10 小时的对比实验，测量频率的平均相对准确度在 6×10^{-16} 以内。

测量载波-包络偏移频率所需的二次谐波是由非线性晶体产生的，它不易于集成到全光纤交钥匙系统中。在 2005 年的一个实验中[146]，用图 9.31 所示的实验装置解决了这个问题，其中 SA，EDF，FBG，HNLF，DCF 和 IF 分别表示可饱和吸收体、掺铒光纤、光纤布拉格光栅、高非线性光纤、色散补偿光纤和干涉滤波器。它用周期极化的 $LiNbO_3$ 波导(极化周期为 26.45 μm)对 2128 nm 波长的激光倍频，锁模掺铒光纤激光器采用了由可饱和吸收镜和光纤布拉格光栅组成的 F-P 腔结构。

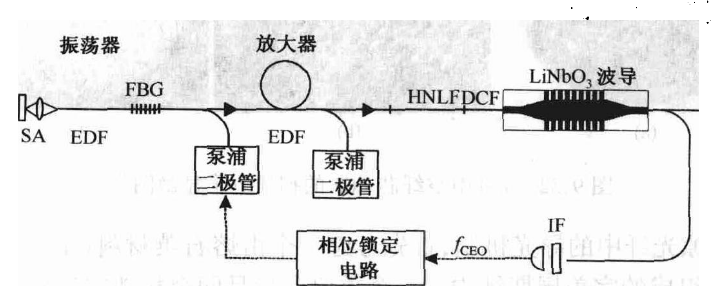


图 9.31　集成光纤基频率梳系统的实验装置图[146]

所有基于光纤激光器的频率梳面临的一个共同问题是，用于泵浦光纤激光器的半导体激光器的强度噪声所引起的频率抖动[147]。泵浦激光噪声同时影响重复频率 f_r 和载波-包络偏移频率 f_0，表现为频率梳在激光输出的中心频率附近呈呼吸模运动。它导致频率梳的每条谱线都产生实质性的频谱展宽，尤其在整个频率梳的两翼，这种展宽表现得更为明显，这就是图 9.30(b)中有相对宽的边带的原因。在 2006 年的一个实验中[148]，通过分布反馈环来减小泵浦激光的强度噪声，从而使这些边带的带宽从 250 kHz 减小到 1 Hz 以下。利用这种主动稳定机制，光纤基频率梳的噪声被有效降低；当平均测量时间持续 25 小时以上时，频率测量的相对准

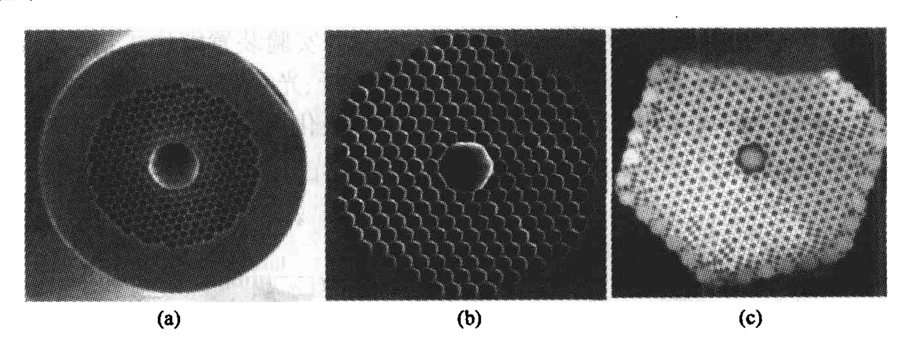
确度达到 5.7×10^{-15}[149]，而且系统的稳定性允许持续测量时间超过一星期。基于光纤激光器的频率梳的每条谱线的线宽已减小到 1 Hz，对应锁模脉冲的时间抖动小于 1 fs[150]，此项指标已经可以和用钛宝石激光器实现的频率梳相媲美。

9.4　光子带隙光纤

如前面 9.1.1 节所讨论的，光子带隙光纤的纤芯为中空的(通常充满空气)，通过在石英包层中引入规则排布的空气孔，使折射率呈现周期性变化[5~7]。因为纤芯相比包层具有较低的折射率，故不能发生全内反射，导致其缺少传统波导的模式。然而，通过所谓的光子带隙机制，特定频率(波长)的光仍能被限制在纤芯中。在光子带隙光纤中，二维周期阵列空气孔产生了光子频带，这和晶体中电子能带的概念相似。特别地，如果光频率落入两个允许的频带之间的光子带隙内，那么光就不会从纤芯中泄漏出去。此类光纤在 20 世纪 90 年代得到发展[10]，近年来引起极大关注并得到了许多应用[153~159]。

9.4.1　中空纤芯 PCF 的性质

图 9.32 所示为三种中空纤芯 PCF 的扫描电子显微图，图中近似六边形的几何结构是用毛细管堆积方法制造此类光纤的必然结果[5]。根据不同的应用，芯径可为 1~20 μm 不等，而且纤芯内既可以充满空气也可以填充适当流体。本节关注中空纤芯 PCF 所支持的光模的性质，重点是它们的色散和非线性特性。



(a)　(b)　(c)

图 9.32　3 种中空纤芯 PCF 的扫描电子显微图[7]

为理解光子带隙光纤中的导光机制，首先考虑一个由熔石英材料($n\approx1.45$)中的六边形空气圆孔阵列($n\approx1$)组成的完美周期结构。一个重要参量是两个相邻空气孔的中心距离 Λ，而空气孔的尺寸决定了空气填充比。此种结构的模式可用图 9.33 中的传输图来分析(45%的空气填充比)[7]，图中的 3 条斜线将固定频率 ω 下传输常数 β 的可能值分为 4 个区域。在 1 区中，光可在空气、多孔包层和石英中传输；在 2 区中，光仅在包层和石英中传输；在 3 区中，光仅在石英中传输；在 4 区中，光不能传输。4 个手指状的黑色区域代表光子带隙，如果光频位于带隙中(如点 B)，那么此频率的光就不能从纤芯中逸出，也就是说，尽管空气的折射率比周围的包层小，仍然能够将光限制在纤芯中。光子带隙光纤中可以存在多个这样的模式，但所有这些模式都有一个由此类光纤的光子带隙决定的有限带宽。模式的数目取决于中空纤芯的尺寸，除非纤芯尺寸增大到某一特定值，否则任一模式都无法存在。通常，用去除中心的 7 个毛细管的方法来制成足够大的中空纤芯。如果芯径要求 20 μm 甚至更大，则至少要去除中心的 19 个毛细管。

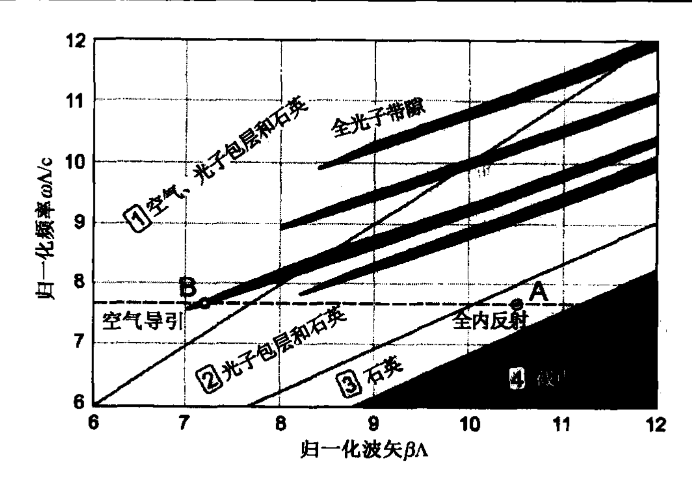


图 9.33　空气填充比为 45%的 PCF 的传输图[7]

从应用的角度,最关心的是 PCF 的中空纤芯中导模的损耗和色散特性,这可通过 9.1 节所讨论过的其中一种方法对任意特定结构进行数值计算而得出。作为一个实例,图 9.34 给出了 PCF 的色散和损耗参量随波长的变化关系图,其中的小插图为 PCF 在 848 nm 波长处的近场分布图[7]。相比于标准光纤,其损耗相当大,但对于短光纤(约为 1 m 长)也可接受。如此大的损耗是由于光在空气-玻璃界面发生散射的缘故,通过减小光纤中空纤芯外的模式能量可减小损耗,有些中空纤芯 PCF 已实现低至 1.2 dB/km 的损耗[157]。

中空纤芯 PCF 的色散特性与实芯 PCF 相似,原因在于两种情况下都是波导色散占主导地位,尽管对前者来说光模主要在空气中传输。图 9.34 中的 PCF 的空气纤芯(直径约为 6 μm)呈现轻微椭圆结构,所以对沿光纤两主轴偏振的光而言,其色散并不一样,而且两种偏振模式的零色散波长(830 nm 附近)也不相同。

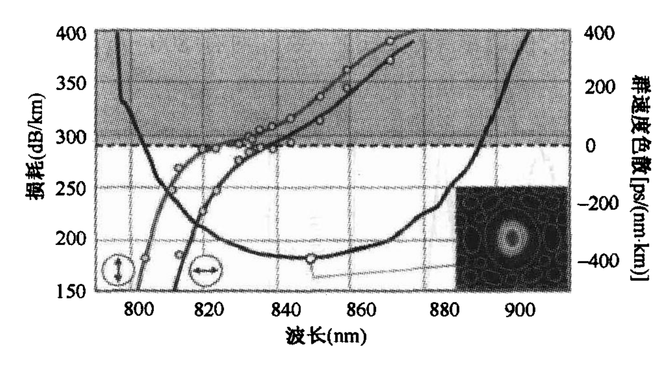


图 9.34　PCF 的损耗(黑线)和色散(灰线)与波长的关系曲线,插图为PCF的微结构和近场分布,图中阴影区为反常色散区[7]

从实际的角度,非线性参量 γ 的值也是需要考虑的。尽管光模大部分被限制在中空纤芯中,但仍有一部分在石英玻璃中,于是 γ 的有效值为

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda A_{\text{eff}}}[\Gamma n_2(\text{air}) + (1-\Gamma)n_2(\text{silica})] \tag{9.4.1}$$

式中,Γ 为模限制因子,A_{eff} 为有效模场面积。空气和石英的 n_2 值分别为 $n_2(\text{air}) = 2.9\times10^{-23}\ \text{m}^2/\text{W}$,$n_2(\text{silica}) = 2.6\times10^{-20}\ \text{m}^2/\text{W}$,即 n_2 在空气中比在石英中小三个数量级。中空纤芯 PCF 的 γ 值

可比实芯 PCF 的小上千倍。例如,一个小芯径实芯 PCF 的 γ 可达 100 W^{-1}/km,而中空纤芯 PCF 的 γ 值仅为 0.023 W^{-1}/km[160]。

中空纤芯 PCF 的应用主要分为两大类。在第一类应用中,利用空气的弱非线性来传输高能量脉冲。直接在空气中传输这样的脉冲会受衍射扩散的影响,而当脉冲被限制在中空纤芯 PCF 的纤芯中时,则可以传输较长的距离。在第二类应用中,用具有较高 n_2 值的气体或液体填充纤芯,从而提高光纤的非线性效应。下面分别针对这两类应用进行讨论。

9.4.2 空气纤芯 PCF 的应用

空气纤芯 PCF 可用来传输高峰值功率的超短脉冲。因为此类光纤的色散效应不可忽略,当光纤长度超过色散长度时,飞秒脉冲开始展宽。色散长度 $L_D = T_0^2/|\beta_2|$,假设 $|\beta_2| \approx 10\ ps^2/km$,对 100 fs 的脉冲而言色散长度仅为 10 cm。正如前面所讨论过的,此类光纤的非线性效应较弱,但不能忽略。一种保持脉冲宽度不变的简单方法是,通过提高脉冲峰值功率 P_0,使之以基阶孤子形式传输。孤子形成的必要条件是 $L_D = L_{NL}$,其中 $L_{NL} = 1/(\gamma P_0)$,于是需要的峰值功率为

$$P_0 = |\beta_2|/(\gamma T_0^2) \tag{9.4.2}$$

通过增大 β_2 和减小 T_0 可以大幅度提高 P_0 的值。例如,如果 $|\beta_2| = 100\ ps^2/km$, $\gamma = 0.03\ W^{-1}/km$,则 100 fs 宽的双曲正割脉冲($T_0 = 57$ fs)需达到 1 MW 的峰值功率才能以孤子形式传输。

在 2003 年的一个实验中[161],将中心波长为 1470 nm 的 110 fs 脉冲注入芯径为 12.7 μm 的 3 m 长的 PCF 中,观察到了光孤子的形成。当脉冲能量较低时,观察到了脉冲展宽;但当脉冲能量达到 450 nJ 时,展宽就变得相当小。此类脉冲的峰值功率超过 2 MW。尽管也可以传输更高能量的脉冲,但会表现出 9.2.1 节所讨论的明显的喇曼感应波长位移。作为例子,图 9.35(a)给出了用能量为 900 nJ 的脉冲注入光纤中时的输入输出频谱图,由于空气中的喇曼散射效应,每个脉冲的中心波长产生了近 60 nm 的位移。图 9.35(b)为波长位移与脉冲能量间的关系,实验结果(圆点)与广义 NLS 方程的理论预期结果(实线)一致。对在 800 nm 附近波长形成的孤子也有类似结果[160]。

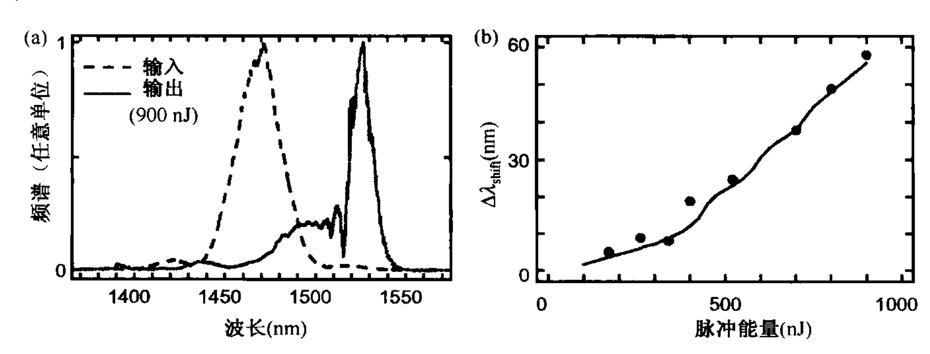


图 9.35 将 900 nJ 脉冲注入中空纤芯 PCF 中的输入输出频谱及喇曼感应波长位移与脉冲能量的关系[161]

当脉宽大于 10 ps 时,中空纤芯 PCF 中可传输更高能量的脉冲。对于这种宽脉冲来说,色散长度超过 10 km,这远远大于光纤长度,故色散感应的脉冲展宽可以忽略。尽管对宽脉冲而言这不会形成孤子,但空气中的非线性效应仍然很明显,并表现为 SPM 感应的频谱展宽[162],展宽程度由最大非线性相移决定,

$$\phi_{max} = \gamma P_0 L_{eff} = L_{eff}/L_{NL} \tag{9.4.3}$$

式中，$L_{\text{eff}}=(1-e^{-\alpha L})/\alpha$ 为光纤的有效长度，L 为光纤实际长度，α 为光纤损耗系数。如果针对一种应用无需考虑频谱展宽，则输入脉冲的峰值功率可极大提高。

有读者可能会问，究竟是什么限制了在中空纤芯 PCF 中传输的最大脉冲能量？答案是此类光纤的有限带宽。实际上，中空纤芯 PCF 起到光学滤波器的作用。当脉冲的频谱宽度超过滤波器带宽时，通带以外的能量就被损失掉了，因为这部分能量不能再限制在空气纤芯中。因为 SPM，光纤起到一个非线性能量限制器的作用，当输入能量超过一定值时，输出脉冲能量趋于饱和，接近一个常数[162]。对皮秒脉冲而言，此极限值约为 1 μJ，而对纳秒脉冲而言，此极限值则可增加到 1 mJ。在 2004 年的一个实验中，Nd:YAG 激光器发射的重复频率为 15 kHz 的 65 ns 宽的 Q 开关脉冲，在 20 m 长的中空纤芯 PCF 中传输，其能量可达 0.38 mJ[163]。在稍后的一个实验中[164]，脉冲可在中空纤芯 PCF 中以单模传输，其能量超过 0.5 mJ。

很多应用需要将高能量脉冲传输并聚焦到一个相当小的目标上，因此中空纤芯 PCF 就有了用武之地。金属微加工就是一个应用，它需要对金属进行高精度的切割和焊接。气体激光点火是另一个应用。在最近的一项研究中，用中空纤芯 PCF 传输 0.55 mJ 脉冲并被聚焦产生火花[165]。高能脉冲的另一个应用是牙科手术。在 2004 年的一个实验中[166]，使用 14 μm 直径的中空纤芯 PCF 传输 1060 nm 波长且脉宽为 40 ps，能量为 2 mJ 的脉冲，实现了牙组织的激光切除。

中空纤芯 PCF 的一个潜在应用是在光纤 WDM 网中传输数字信号。WDM 网络常常受限于常规光纤的石英纤芯中发生的非线性效应，使用空气纤芯 PCF 可将非线性效应减小到可以忽略的程度。然而，除非 PCF 的损耗减小到 1 dB/km 以下，否则很难在现实中应用。人们在此方向上进行了很多努力[167~170]，尽管实石英纤芯的 PCF 已可用于 10 Gbps 的系统实验[171]，但中空纤芯 PCF 在实用前仍需进一步改进。

作为一项有趣的应用，通过 15 cm 长的中空纤芯 PCF 实现了激光引导微尺寸电介质粒子[172]。在该实验中，首先通过功率为 80 mW 的连续光产生的压力，使 5 μm 直径的聚苯乙烯珠粒漂浮在空中，然后使用氩离子激光器发射的波长为 514 nm 的光迫使其穿过 PCF 的空气芯（直径为20 μm）。在此应用中，引导粒子的速度可接近 1 cm/s。

9.4.3 流体填充纤芯 PCF

当 PCF 的中空纤芯被填入适当的流体（气体或液体）时，其可以作为非线性介质使用，并有广泛的应用。在 2002 年的一个实验中[173]，1 m 长的中空纤芯 PCF 中被压入氢气，通过注入波长为 532 nm 的脉宽为 6 ns 的脉冲来观察 SRS。产生斯托克斯波的喇曼阈值明显降低[1]，这是因为 PCF 作为一个 1 m 长的气室，同时限制了氢气和泵浦光。当泵浦脉冲能量超过 3.4 μJ 时，通过 CARS 在输出频谱上产生了一个蓝移峰。此实验清晰地揭示了 PCF 作为气室的潜力，它允许在整个光纤长度上进行非线性互作用，并可在较低能量下观察到非线性现象。当泵浦光聚焦到传统气室上时，只有在一个衍射长度（或瑞利范围）内才可保持小光斑，其中衍射长度定义为 $L_{\text{diff}}=\pi w_0^2/\lambda$，$w_0$ 为聚焦光斑的半径。举例来说，当 $w_0=5$ μm，$\lambda=1.06$ μm 时，衍射长度仅为 74 μm。

自 2002 年开始，在流体填充 PCF 中观察到了许多非线性效应[174~184]。如果输入脉冲的峰值强度足够大，即使是中空纤芯 PCF 也可充当非线性介质。这一点在 2003 年的一个实验中得到了验证[174]。在该实验中，泵浦光和其二次谐波同时注入空气纤芯的 9 cm 长的 PCF 中，通过 FWM 过程产生三次谐波。空气纤芯的直径相对较大（约为 13 μm），发生 FWM 过程所需的 30 ps 脉冲的能量要超过 30 μJ。在后来的一个实验中，由钛宝石激光器获得的能量达 10 μJ 的 30 fs 脉冲被注入到芯径为 14 μm 的填充氩气、氮气或其他气体的 6 cm 长的 PCF 中[176]。图 9.36 为当

脉冲能量从0.5 μJ(虚线)增加到4 μJ(实线)时输出光束的宽度和强度曲线,点虚线为理论值,其中的3个插图为输入能量分别为0.1 μJ,0.5 μJ和4 μJ时的输出光束。这些结果可被理解为由气体的克尔非线性产生的非线性波导中的脉冲自引导现象。

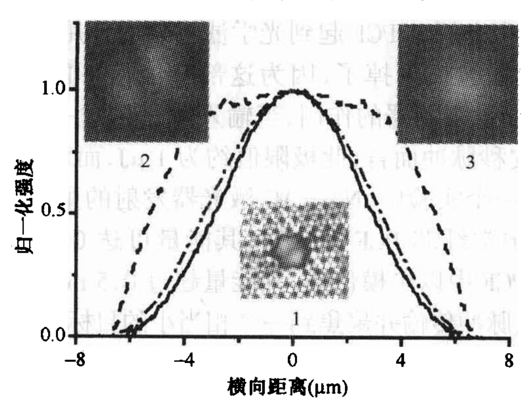


图9.36 输入脉冲能量为0.5 μJ(虚线)和4 μJ(实线)时的输出强度曲线[176]

流体填充PCF也可用于增强特定的原子或分子跃迁的共振效应。在2005年的一个实验中[178],用乙炔分子的相干三级频谱来观察电磁感应透明和慢光效应。首先在10~200 mTorr的压力下向芯径为12 μm的1.33 m长的PCF中填充乙炔,然后调节运行在1517 nm和1535 nm附近的两台外腔半导体激光器的波长,使之接近形成Λ形三能级系统的两个分子跃迁。正如所预期的,当1535 nm的控制光束出现时,一个窄带透明窗口就被打开了。与该透明窗口相联系的折射率变化导致了19 ns宽探测脉冲的速度降低。在另一个实验中[179],利用另一跃迁实现了超过70%的透明度。

在2005年的一个实验中[180],通过24 cm长的PCF将120 fs的输入脉冲压缩至50 fs,此PCF的纤芯在4.5 atm的压力下被填入氙气。此压缩机制利用了6.3节讨论的孤子效应压缩技术。输入脉冲的能量从非常低的值变化到550 nJ,当脉冲能量大于100 nJ时,才可观察到脉冲压缩效应,此时脉冲能量大到可以激发氙气中的高阶孤子。图9.37(a)给出了不同脉冲能量下测得的自相关迹,图9.37(b)所示为主自相关峰宽度与脉冲能量的关系。结果显示,当脉冲能量接近200 nJ时,脉冲压缩因子超过2。自相关迹中的第二个峰是高阶孤子分裂的结果。在此实验中,脉冲压缩的程度受限于PCF常有的较大的三阶色散。

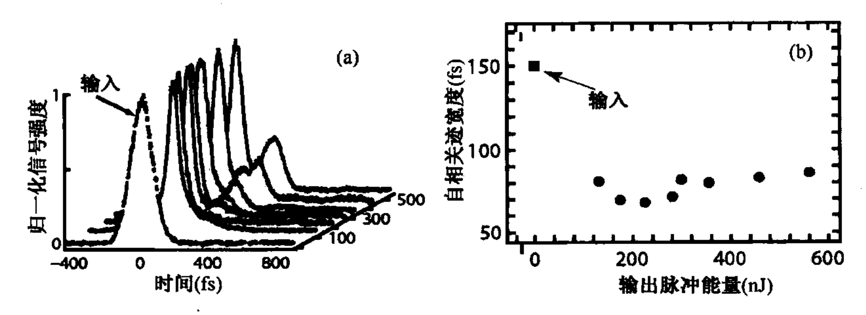


图9.37 不同能量的脉冲注入到氙气填充的PCF中,测量到的自相关迹和自相关迹宽度与脉冲能量的关系[180]

使用流体填充PCF研究SRS持续受到关注[181~184]。在2005年的一个实验中[182],通过将约为100 nJ的Q开关脉冲注入纤芯填充氢气的11 m长的PCF中,观察到了9个斯托克斯分量,其波长

范围从950 nm延伸到1200 nm;而且当输入脉冲宽度达到14 ns时,观察到了从瞬态区到稳态区的明显过渡。最近,乙醇作为一种喇曼介质被填充到PCF的纤芯中[183]。乙醇表现出5 cm/GW的喇曼增益,并有约为88 THz的较大喇曼频移。此实验中,用乙醇填充芯径为11 μm的2.8 m长的PCF,当用波长为532 nm的0.5 ns脉冲泵浦此PCF时,输出频谱在630 nm和772 nm波长处有两条斯托克斯线。图9.38给出了泵浦波长和两斯托克斯波长处的输出峰值功率随输入泵浦脉冲峰值功率的变化关系,对第一条和第二条斯托克斯线来说,其喇曼阈值分别为500 W和900 W。另外,为标明喇曼阈值,小插图中斯托克斯功率随输入脉冲峰值功率的变化曲线采用了对数标度。

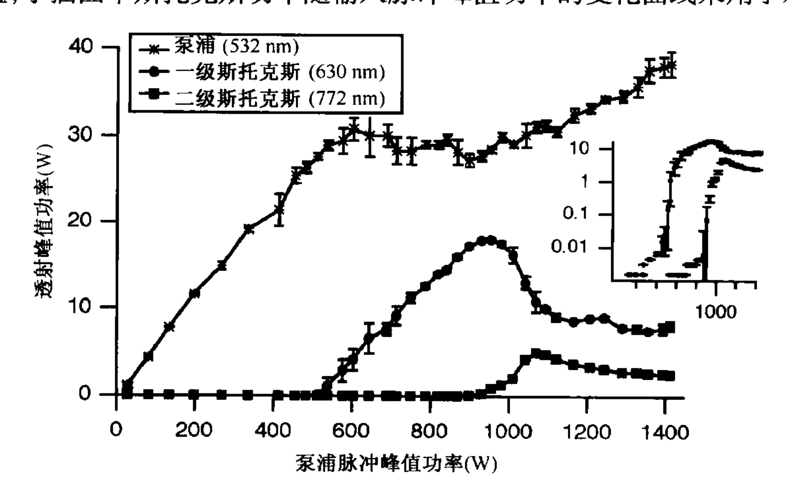


图9.38 泵浦波长和两斯托克斯波长下的输出功率与输入泵浦脉冲峰值功率的关系[183]

在2007年的一个实验中[184],使用乙醇填充纤芯PCF将532 nm的脉冲高效地转换为单模、高质量的630 nm的光。PCF经特别设计,可使第二条斯托克斯线(772 nm)位于透射带宽之外,这样输入脉冲的峰值功率可被增加到2 kW,这比斯托克斯功率高了350 W。这些结果说明,中空纤芯PCF能作为非线性盒使用,可用不同流体填充纤芯。理论分析指出[185],通过正确的设计并向纤芯填充诸如二硫化碳和硝基苯之类的流体,可使非线性参量γ的值超过5 W^{-1}/m。对于10 m长的这种高非线性光纤,即使在较低的1 W功率水平下,SPM感应的非线性相移$\phi_{NL}=\gamma P_0 L$仍可超过50。此类光纤应用广泛,从简单的波长变换器到非线性脉冲压缩器,以及9.3节中讨论的超连续谱产生及其相关应用。

习题

9.1 试说明微结构光纤是如何导光的,并画出这类光纤的两种设计示意图。

9.2 通过将芯径减小到1 μm以下及采用含有掺锗纤芯的石英光纤的传统设计,不可能实现大的γ值,试说明其原因。

9.3 对于空气包层的细石英线,解本书原理篇2.2.1节给出的本征值方程[1]。利用本书原理篇中的塞尔迈耶尔公式再现图9.4所示的色散曲线[1]。

9.4 什么是脉冲内喇曼散射?为什么这种效应能将飞秒脉冲的波长红移?

9.5 对于$\beta_2=-20\ ps^2/km$,$\beta_3=0.1\ ps^3/km$,$\gamma=20\ W^{-1}/km$的1 m长的光子晶体光纤,用分步傅里叶法解广义非线性薛定谔方程(9.2.1),忽略光纤损耗并假设$T_R=3$ fs。当波长为1060 nm且峰值功率能激发$N=1\sim5$孤子的100 fs双曲正割脉冲入射到这一PCF中时,画出输出脉冲的波形和频谱,并估计喇曼感应波长位移。

9.6 通过用数值方法解更精确的广义非线性薛定谔方程(9.2.6)(取 $M=3$)重复上题,并将所得的喇曼感应波长位移与上题的结果进行比较。

9.7 对于单泵浦参量振荡器,利用四波混频相位匹配条件推导关系式(9.2.10)。当用波长为 1060 nm 且峰值功率为 1 kW 的 10 ps 脉冲泵浦振荡器时,求信号光和闲频光的波长,假设 PCF 在泵浦波长处的色散为 $-2\ \mathrm{ps^2/km}$。

9.8 当 PCF 在泵浦波长处的色散为 $2\ \mathrm{ps^2/km}$ 且四阶色散参量值为 $-1\times10^{-4}\ \mathrm{ps^4/km}$ 时,重复上题。

9.9 说明相干反斯托克斯喇曼散射的物理机制,如何利用这一现象对生物样品成像?

9.10 解释光学相干层析的工作原理。若对平均折射率为 1.3 的生物样品成像,要求纵向分辨率为 1 μm,光源谱宽应为多少?

9.11 描述用于测量载波-包络偏移频率的频率计量学中的自参考技术,给出基于这一方法的光纤系统的示意图。

9.12 尽管光子带隙光纤纤芯的折射率比包层的低,但它仍然能够通过纤芯导光,试解释其原因。

参考文献

[1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. (Academic Press, Boston, 2007).
[2] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, *Opt. Lett.* **21**, 1547 (1996).
[3] J. Broeng, D. Mogilevstev, S. B. Barkou, and A. Bjarklev, *Opt. Fiber Technol.* **5**, 305 (1999).
[4] B. J. Eggleton, C. Kerbage, P. S. Westbrook, R. S. Windeler, and A. Hale, *Opt. Express* **9**, 698 (2001).
[5] P. St. J. Russell, *Science* **299**, 358 (2003).
[6] A. Bjarklev, J. Broeng, and A. S. Bjarklev, *Photonic Crystal Fibres* (Kluwer Academic, Boston, 2003).
[7] P. St. J. Russell, *J. Lightwave Technol.* **24**, 4729 (2006).
[8] F. Zolla, G. Renversez, A. Nicolet, and B. Kuhlmey, S. Guenneau, and D. Felbacq, *Foundations of Photonic Crystal Fibres* (Imperial College Press, London, 2005).
[9] F. Poli, A. Cucinotta, and S. Selleri, *Photonic Crystal Fibers: Properties and Applications* (Springer, New York, 2007).
[10] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, P. J. Roberts, and D. C. Allan, *Science* **285**, 1537 (1999).
[11] V. Finazzi, T. M. Monro, and D. J. Richardson, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 1427 (2003).
[12] K. Nakajima, J. Zhou, K. Tajima, K. Kurokawa, C. Fukai, and I. Sankawa, *J. Lightwave Technol.* **17**, 7 (2005).
[13] D. Mogilevtsev, T. A. Birks, and P. St. J. Russell, *J. Lightwave Technol.* **17**, 2078 (1999).
[14] A. Ferrando, E. Silvestre, J. J. Miret, P. Andrés, and M. V. Andrés, *Opt. Lett.* **24**, 276 (1999).
[15] T. M. Monro, D. J. Richardson, N. G. R. Broderick, and P. J. Bennett, *J. Lightwave Technol.* **18**, 50 (2000).
[16] F. Brechet, J. Marcou, D. Pagnoux, and P. Roy, *Opt. Fiber Technol.* **6**, 181 (2000).
[17] Z. Zhu and T. G. Brown, *Opt. Express* **8**, 547 (2001); *Opt. Commun.* **206**, 333 (2002).
[18] T. P. White, B. T. Kuhlmey, R. C. McPhedran, D. Maystre, G. Renversez, C. Martijn de Sterke, and L. C. Botten, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2322 (2002).
[19] M. Koshiba and K. Saitoh, *Opt. Express* **11**, 1746 (2003).
[20] M. D. Nielsen, N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg, and A. Bjarklev, *Opt. Lett.* **28**, 2309 (2003).
[21] H. Uranus and H. Hoekstra, *Opt. Express* **12**, 2795 (2004).
[22] N. A. Mortensen, *Opt. Lett.* **30**, 1455 (2005).
[23] K. Saitoh and M. Koshiba, *J. Lightwave Technol.* **23**, 3580 (2005); *Opt. Express* **13**, 267 (2005).
[24] P. Kowalczyk, M. Wiktor, and M. Mrozowski, *Opt. Express* **13**, 10349 (2005).
[25] M. Szpulak, W. Urbanczyk, E. Serebryannikov, A. Zheltikov, A. Hochman, Y. Leviatan, R. Kotynski, and K. Panajotov, *Opt. Express* **14**, 5699 (2006).
[26] H. Li, A. Mafi, A. Schlzgen, L. Li, V. L. Temyanko, N. Peyghambarian, and J. V. Moloney, *J. Lightwave Technol.* **25**, 1224 (2007).
[27] E. C. Mägi, P. Steinvurzel, and B. J. Eggleton, *Opt. Express* **12**, 776 (2004).
[28] H. C. Nguyen, B. T. Kuhlmey, E. C. Mägi, M. J. Steel, P. Domachuk, C. L. Smith, and B. J. Eggleton, *Appl. Phys. B* **81**, 377 (2005).
[29] W. J. Wadsworth, A. Witkowska, S. G. Leon-Saval, and T. A. Birks, *Opt. Express* **13**, 6541 (2005).

[30] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, *Opt. Lett.* **11**, 659 (1986).
[31] J. P. Gordon, *Opt. Lett.* **11**, 662 (1986).
[32] J. Santhanam and G. P. Agrawal, *Opt. Commun.* **222**, 413 (2003).
[33] P. Beaud, W. Hodel, B. Zysset, and H. P. Weber, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 1938 (1987).
[34] G. P. Agrawal, *Opt. Lett.* **16**, 226 (1991).
[35] J. K. Lucek and K. J. Blow, *Phys. Rev. A* **45**, 666 (1992).
[36] T. Sugawa, K. Kurokawa, H. Kubota, and M. Nakazawa, *Electron. Lett.* **30**, 1963 (1994).
[37] C. Hedaley and G. P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 2170 (1996).
[38] M. Golles, I. M. Uzunov, and F. Lederer, *Phys. Lett. A* **231**, 195 (1997).
[39] N. Nishizawa and T. Goto, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 325 (1999).
[40] X. Liu, C. Xu, W. H. Knox, J. K. Chandalia, B. J. Eggleton, S. G. Kosinski, and R. S. Windeler, *Opt. Lett.* **26**, 358 (2001).
[41] N. Nishizawa and T. Goto, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **7**, 518 (2001).
[42] D. T. Reid, I. G. Cormack, W. J. Wadsworth, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *J. Mod. Opt.* **49**, 757 (2002).
[43] N. Nishizawa, Y. Ito, and T. Goto, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 986 (2002).
[44] D. A. Chestnut and J. R. Taylor, *Opt. Lett.* **28**, 2512 (2003).
[45] F. Druon, N. Sanner, G. Lucas-Leclin, P. Georges, K. P. Hansen, and A. Petersson, *Appl. Opt.* **42**, 6768 (2003).
[46] M. Kato, K. Fujiura, and T. Kurihara, *Appl. Opt.* **43**, 5481 (2004).
[47] K. S. Abedin and F. Kubota, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **10**, 1203 (2004).
[48] H. Lim, J. Buckley, A. Chong, and F. W. Wise, *Electron. Lett.* **40**, 1523 (2005).
[49] M. G. Banaee and J. F. Young, *J. Opt. Soc. Am. B* **23**, 1484 (2006).
[50] N. Ishii, C. Y. Teisset, S. Köhler, E. E. Serebryannikov, T. Fuji, T. Metzger, F. Krausz, A. Baltuska, and A. M. Zheltikov, *Phys. Rev. E* **74**, 036617 (2006).
[51] J. van Howe, J. H. Lee, S. Zhou, F. Wise, C. Xu, S. Ramachandran, S. Ghalmi, and M. F. Yan, *Opt. Lett.* **32**, 340 (2007).
[52] K. J. Blow and D. Wood, *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 2665 (1989).
[53] Q. Lin and G. P. Agrawal, *Opt. Lett.* **31**, 3086 (2006).
[54] N. Akhmediev and M. Karlsson, *Phys. Rev. A* **51**, 2602 (1995).
[55] J. H. Lee, J. van Howe, C. Xu, S. Ramachandran, S. Ghalmi, and M. F. Yan, *Opt. Lett.* **32**, 1053 (2007).
[56] E. R. Andresen, V. Birkedal, J. Thøgersen, and S. R. Keiding, *Opt. Lett.* **31**, 1328 (2006).
[57] S. Oda and A. Maruta, *Opt. Express* **14**, 7895 (2006).
[58] J. E. Sharping, M. Fiorentino, P. Kumar, and R. S. Windeler, *Opt. Lett.* **27**, 1675 (2002).
[59] M. E. Marhic, K. K. Y. Wong, L. G. Kazovsky, and T. E. Tsai, *Opt. Lett.* **27**, 1439 (2002).
[60] C. J. S. de Matos, J. R. Taylor, and K. P. Hansen, *Opt. Lett.* **29**, 983 (2004).
[61] J. E. Sharping, M. A. Foster, A. L. Gaeta, J. Lasri, O. Lyngnes, and K. Vogel, *Opt. Express* **15**, 1474 (2007).
[62] S. Pitois and G. Millot, *Opt. Commun.* **226**, 415 (2003).
[63] J. D. Harvey, R. Leonhardt, S. Coen, G. K. L. Wong, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **28**, 2225 (2003).
[64] W. Wadsworth, N. Joly, J. Knight, T. Birks, F. Biancalana, and P. Russell, *Opt. Express* **12**, 299 (2004).
[65] T. V. Andersen, K. M. Hilligse, C. K. Nielsen, J. Thgersen, K. P. Hansen, S. R. Keiding, and J. J. Larsen, *Opt. Express* **12**, 4113 (2004).
[66] A. Y. H. Chen, G. K. L. Wong, S. G. Murdoch, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **30**, 762 (2005).
[67] Y. Deng, Q. Lin, F. Lu, G. P. Agrawal, and W. H. Knox, *Opt. Lett.* **30**, 1234 (2005).
[68] J. S. Y. Chen, S. G. Murdoch, R. Leonhardt, and J. D. Harvey, *Opt. Express* **14**, 9491 (2006).
[69] G. K. L. Wong, S. G. Murdoch, R. Leonhardt, J. D. Harvey, and V. Marie, *Opt. Express* **15**, 2947 (2007).
[70] M. Yu, C. J. McKinstrie, and G. P. Agrawal, *Phys. Rev. E* **52**, 1072 (1995).
[71] F. Yaman, Q. Lin, S. Radic, and G. P. Agrawal, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 1292 (2004).
[72] F. Shimizu, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1097 (1967).
[73] R. R. Alfano and S. L. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 584 (1970).
[74] Q. Z. Wang, P. P. Ho, and R. R. Alfano, in *The Supercontinuum Laser Source*, 2nd ed., R. R. Alfano, Ed. (Springer, New York, 2005), Chap. 2.
[75] C. Lin and R. H. Stolen, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 216 (1976).

[76] J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, *Opt. Lett.* **25**, 25 (2000).

[77] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1135 (2006).

[78] T. Morioka, K. Mori, and M. Saruwatari, *Electron. Lett.* **29**, 862 (1993).

[79] T. Morioka, K. Mori, S. Kawanishi, and M. Saruwatari, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 365 (1994).

[80] T. Morioka, K. Uchiyama, S. Kawanishi, S. Suzuki, and M. Saruwatari, *Electron. Lett.* **31**, 1064 (1995).

[81] T. Morioka, H. Takara, S. Kawanishi, 0. Kamatani, K. Takiguchi, K. Uchiyama. M. Saruwatari, H. Takahashi, M. Yamada, T. Kanamori and H. Ono, *Electron. Lett.* **32**, 906 (1996).

[82] T. Okuno, M. Onishi, T. Kashiwada, S. Ishikawa, and M. Nishimura, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **5**, 1385 (1999).

[83] L. Boivin, S. Taccheo, C. R. Doerr, L. W. Stulz, R. Monnard, W. Lin, and W. C. Fang, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 1695 (2000).

[84] Ö. Boyraz, J. Kim, M. N. Islam, F. Coppinger, and B. Jalali, *J. Lightwave Technol.* **18**, 2167 (2000).

[85] H. Takara, T. Ohara, K. Mori, K. Sato, E. Yamada, Y. Inoue, T. Shibata, M. Abe, T. Morioka, and K. I. Sato, *Electron. Lett.* **36**, 2089 (2000).

[86] F. Futami and K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 73 (2001).

[87] Ö. Boyraz and M. N. Islam, *J. Lightwave Technol.* **20**, 1493 (2002).

[88] K. Mori, K. Sato, H. Takara, and T. Ohara, *Electron. Lett.* **39**, 544 (2003).

[89] H. Takara, T. Ohara, T. Yamamoto, H. Masuda, M. Abe, H. Takahashi, and T. Morioka, *Electron. Lett.* **41**, 270 (2005).

[90] T. Ohara, H. Takara, T. Yamamoto, H. Masuda, T. Morioka, M. Abe, and H. Takahashi, *J. Lightwave Technol.* **24**, 2311 (2006).

[91] V. Nagarajan, E. Johnson, P. Schellenberg, W. Parson, and R. Windeler, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 4145 (2002).

[92] H. Kano and H. Hamaguchi, *Opt. Lett.* **28**, 2360 (2003).

[93] T. Nagahara, K, Imura, and H. Okamotoa, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 4528 (2004).

[94] M. Punke, F. Hoos, C. Karnutsch, U. Lemmer, N. Linder, and K. Streubel, *Opt. Lett.* **31**, 1157 (2006).

[95] H. N. Paulsen, K. M. Hilligse, J. Thgersen, S. R. Keiding, and J. Larsen, *Opt. Lett.* **28**, 1123 (2003).

[96] H. Kano and H. Hamaguchi, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 4298 (2004); **86**, 12113 (2005).

[97] S. O. Konorov, D. A. Akimov, E. E. Serebryannikov, A. A. Ivanov, M. V. Alfimov, and A. M. Zheltikov, *Phys. Rev. E* **70**, 057601 (2004).

[98] H. Kano and H. Hamaguchi, *Opt. Express* **13**, 1322 (2005).

[99] R. Shimada, H. Kano, and H. Hamaguchi, *Opt. Lett.* **31**, 320 (2006).

[100] H. Kano and H. Hamaguchi, *Opt. Express* **14**, 2798 (2006).

[101] B. von Vacano, W. Wohlleben, and M. Motzkus, *Opt. Lett.* **31**, 413 (2006).

[102] B. von Vacanoa and M. Motzkus, *Opt. Commun.* **264**, 488 (2006).

[103] K. Shi, P. Li, and Z. Liu, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 141116 (2007).

[104] N. Dudovich, D. Oron, and Y. Silberberg, *Nature* **418**, 512 (2002).

[105] D. Huang, E. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, *Science* **254**, 1178 (1991).

[106] J. G. Fujimoto, M. E. Brezinski, G. J. Tearney, S. A. Boppart, B. E. Bouma, M. R. Hee, J. F. Southern, and E. A. Swanson, *Nature Med.* **1**, 970 (1995).

[107] M. E. Brezinski, *Optical Coherence Tomography: Principles and Applications* (Academic Press, Boston, 2006).

[108] B. Bouma, G. J. Tearney, S. A. Boppart, and M. R. Hee, M. E. Brezinski, and J. G. Fujimoto, *Opt. Lett.* **20**, 1486 (1995).

[109] W. Drexler, U. Morgner, F. X. Kärtner, C. Pitris, S. A. Boppart, X. D. Li, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto, *Opt. Lett.* **24**, 1221 (1999).

[110] I. Hartl, X. D. Li, C. Chudoba, R. K. Hganta, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, J. K. Ranka, and R. S. Windeler, *Opt. Lett.* **26**, 608 (2001).

[111] B. Povazay, K. Bizheva, A. Unterhuber, B. Hermann, H. Sattmann, A. F. Fercher, W. Drexler, A. Apolonski, W. J. Wadsworth, J. C. Knight, P. St. J. Russell, M. Vetterlein, and E. Scherzer, *Opt. Lett.* **27**, 1800 (2002).

[112] Y. Wang, Y. Zhao, J. S. Nelson, Z. Chen, and R. S. Windeler, *Opt. Lett.* **28**, 182 (2003).

[113] K. Bizheva, B. Povazay, B. Hermann, H. Sattmann, W. Drexler, M. Mei, R. Holzwarth, T. Hoelzenbein, V. Wacheck, and H. Pehamberger *Opt. Lett.* **28**, 707 (2003).

[114] S. Bourquin, A. D. Aguirre, I. Hartl, P. Hsiung, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, T. A. Birks, W. J. Wadsworth, U. Bunting, and D. Kopf, *Opt. Express* **11**, 3290 (2003).
[115] N. Nishizawa, Y. Chen, P. Hsiung, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto, *Opt. Lett.* **29**, 2846 (2004).
[116] H. Lim, Y. Jiang, Y. Wang, Y. C. Huang, Z. Chen, and F. W. Wise, *Opt. Lett.* **30**, 1171 (2005).
[117] A. D. Aguirre, N. Nishizawa, J. G. Fujimoto, W. Seitz, M. Lederer, and D. Kopf, *Opt. Express* **14**, 1145 (2006).
[118] H. Wang and A. M. Rollins, *Appl. Opt.* **46**, 1787 (2007).
[119] H. Wang, C. P. Fleming, and A. M. Rollins, *Opt. Express* **15**, 3095 (2007).
[120] L. Hollberg, C. W. Oates, E. A. Curtis, E. N. Ivanov, S. A. Diddams, T. Udem, H. G. Robinson, J. C. Bergquist, R. J. Rafac, W. M. Itano, R. E. Drullinger, and D. J. Wineland, *IEEE J. Quantum Electron.* **37**, 1502 (2001).
[121] S. A. Diddams, J. C. Bergquist, S. R. Jefferts, C. W. Oates, *Science* **306**, 1318 (2002).
[122] S. Cundiff and J. Ye, Eds., *Femtosecond Optical Frequency Comb: Principle, Operation and Applications* (Springer, New York, 2004).
[123] M. Kourogi, T. Enami, and M. Ohtsu, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 214 (1994).
[124] A. S. Bell, G. M. Macfarlane, E. Riis, and A. I. Ferguson, *Opt. Lett.* **20**, 1435 (1995).
[125] M. Kourogi, B. Widiyatmoko, and M. Ohtsu, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 560 (1996).
[126] T. Udem, M. Kourogi, J. Reichert, and T. W. Hänsch, *Opt. Lett.* **23**, 1387 (1998).
[127] K. Imai, M. Kourogi, and M. Ohtsu, *IEEE J. Quantum Electron.* **34**, 54 (1998).
[128] K. Imai, B. Widiyatmoko, M. Kourogi, and M. Ohtsu, *IEEE J. Quantum Electron.* **35**, 559 (1999).
[129] T. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, *Opt. Lett.* **24**, 881 (1995).
[130] R. Holzwarth, M. Zimmermann, T. Udem, and T.W. Hänsch, *IEEE J. Quantum Electron.* **37**, 1493 (2001).
[131] T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, *Nature* **416**, 233 (2002).
[132] S. T. Cundiff and Jun Ye, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 325 (2003).
[133] L. S. Ma, L. Robertsson, S. Picard, M. Zucco, Z. Bi, S. Wu, and R. S. Windeler, *Opt. Lett.* **29**, 641 (2004).
[134] L. S. Ma, Z. Bi, A. Bartels, K. Kim, L. Robertsson, M. Zucco, R. S. Windeler, G. Wilpers, C. Oates, L. Hollberg, and S. A. Diddams, *IEEE J. Quantum Electron.* **43**, 139 (2007).
[135] S. A. Diddams, D. J. Jones, J. Ye, S. T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, R. S. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem, and T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5102 (2000).
[136] D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, and S. T. Cundiff, *Science* **288**, 635 (2000).
[137] R. Holzwarth, T. Udem, T. W. Hänsch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2264 (2000).
[138] J. Rauschenberger, T. Fortier, D. Jones, J. Ye, and S. Cundiff, *Opt. Express* **10**, 1404 (2002).
[139] F. Tauser, A. Leitenstorfer, and W. Zinth, *Opt. Express* **11**, 594 (2003).
[140] J. W. Nicholson, M. F. Yan, P. Wisk, J. Fleming, F. DiMarcello, E. Monberg, A. Yablon, C. Jørgensen, and T. Veng, *Opt. Lett.* **28**, 643 (2003).
[141] B. R. Washburn, S. A. Diddams, N. R. Newbury, J. W. Nicholson, M. F. Yan, and C. G. Jørgensen, *Opt. Lett.* **29**, 250 (2004).
[142] B. R. Washburn, R. Fox, N. Newbury, J. Nicholson, K. Feder, P. Westbrook, and C. Jørgensen, *Opt. Express* **12**, 4999 (2004).
[143] T. R. Schibli, K. Minoshima, F.-L. Hong, H. Inaba, A. Onae, H. Matsumoto, I. Hartl, and M. E. Ferman, *Opt. Lett.* **29**, 2467 (2004).
[144] F. Adler, K. Moutzouris, A. Leitenstorfer, H. Schnatz, B. Lipphardt, G. Grosche, and F. Tauser, *Opt. Express* **12**, 5872 (2004).
[145] P. Kubina, P. Adel, F. Adler, G. Grosche, T. Hänsch, R. Holzwarth, A. Leitenstorfer, B. Lipphardt, and H. Schnatz, *Opt. Express* **13**, 904 (2005).
[146] I. Hartl, G. Imeshev, M. Fermann, C. Langrock, and M. Fejer, *Opt. Express* **13**, 6490 (2005).
[147] E. Benkler, H. Telle, A. Zach, and F. Tauser, *Opt. Express* **13**, 5662 (2005).
[148] J. J. McFerran, W. C. Swann, B. R. Washburn, and N. R. Newbury, *Opt. Lett.* **31**, 1997 (2006).
[149] H. Inaba, Y. Daimon, F.-L. Hong, A. Onae, K. Minoshima, T. R. Schibli, H. Matsumoto, M. Hirano, T. Okuno, M. Onishi, and M. Nakazawa, *Opt. Express* **14**, 5223 (2006).
[150] W. C. Swann, J. J. McFerran, I. Coddington, N. R. Newbury, I. Hartl, M. E. Fermann, P. S. Westbrook, J. W. Nicholson, K. S. Feder, C. Langrock, and M. M. Fejer, *Opt. Lett.* **31**, 1997 (2006).
[151] J.-L. Peng and R.-H. Shu, *Opt. Express* **15**, 4485 (2007).

[152] N. R. Newbury and W. C. Swann, *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 1756 (2007).

[153] C. M. Smith, N. Venkataraman, M. T. Gallagher, D. Müller, J. A. West, N. F. Borrelli. D. C. Allan, and K. W. Koch, *Nature*, **424**, 657 (2003).

[154] T. P. Hansen, J. Broeng, C. Jakobsen, G. Vienne, H. R. Simonsen, M. D. Nielsen, P. M. W. Skovgaard, J. R. Folkenberg, and A. Bjarklev, *J. Lightwave Technol.* **22**, 11 (2004).

[155] G. Humbert, J. C. Knight, G. Bouwmans, P. St. J. Russell, D. P. Williams, P. J. Roberts, and B. J. Mangan, *Opt. Express* **12**, 1477 (2004).

[156] J. A. West, C. M. Smith, N. F. Borrelli, D. C. Allen, and K. W. Koch, *Opt. Express* **12**, 1485 (2004).

[157] P. J. Roberts, F. Couny, H. Sabert, B. J. Mangan, D. P. Williams, L. Farr, M. W. Mason, A. Tomlinson, T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *Opt. Express* **13**, 236 (2005).

[158] L. Vincetti, F. Poli, and S. Selleri, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 508 (2006).

[159] F. Benabid, *Philo. Trans. Royal Soc. A*, **364**, 3439 (2006).

[160] F. Luan, J. C. Knight, P. St. J. Russell, S. Campbell, D. Xiao, D. T. Reid, B. J. Mangan, D. P. Williams, and P. J. Roberts, *Opt. Express* **12**, 835 (2004).

[161] D. G. Ouzounov, F. R. Ahmad, D. Muller, N. Venkataramen, M. T. Gallagher, M. G. Thomas, J. Silcox, K. W. Koch, and A. L. Gaeta, *Science*, **301**, 1702 (2003).

[162] S. O. Konorov, D. A. Sidorov-Biryukov, I. Bugar, D. Chorvat, Jr., D. Chorvat, E. E. Serebryannikov, M. J. Bloemer, M. Scalora, R. B. Miles, and A. M. Zheltikov, *Phys. Rev. A* **70**, 023807 (2004).

[163] J. Shephard, J. Jones, D. Hand, G. Bouwmans, J. Knight, P. Russell, and B. Mangan, *Opt. Express* **12**, 717 (2004).

[164] J. D. Shephard, F. Couny, P. St. J. Russell, J. D. C. Jones, J. C. Knight, and D. P. Hand, *Appl. Opt.* **44**, 4582 (2005).

[165] S. Joshi, A. P. Yalin, and A. Galvanauskas, *Appl. Opt.* **46**, 4057 (2007).

[166] S. O. Konorov, V. P. Mitrokhin, A. B. Fedotov, D. A. Sidorov-Biryukov, V. I. Beloglazov, N. B. Skibina, A. V. Shcherbakov, E. Wintner, M. Scalora, and A. M. Zheltikov, *Appl. Opt.* **43**, 2251 (2004).

[167] P. J. Roberts, D. P. Williams, B. J. Mangan, H. Sabert, F. Couny, W. J. Wadsworth, T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *Opt. Express* **13**, 8277 (2005).

[168] N. J. Florous, K. Saitoh, T. Murao, and M. Koshiba, *Opt. Express* **14**, 4861 (2006).

[169] P. J. Roberts, D. P. Williams, H. Sabert, B. J. Mangan, D. M. Bird, T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *Opt. Express* **14**, 7329 (2006).

[170] T. Murao, K. Saitoh, N. J. Florous, and M. Koshiba, *Opt. Express* **15**, 4268 (2007).

[171] K. Kurokawa, K. Tajima, K. Tsujikawa, K. Nakajima, T. Matsui, I. Sankawa, and T. Haibara, *J. Lightwave Technol.* **24**, 32 (2006).

[172] F. Benabid, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *Opt. Express* **10**, 1195 (2002).

[173] F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, and P. St. J. Russell, *Science*, **298**, 399 (2002).

[174] S. O. Konorov, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, *Opt. Lett.* **28**, 1448 (2003).

[175] F. Benabid, G. Bouwmans, J. C. Knight, P. St. J. Russell, and F. Couny, *Phys. Rev. Lett.* **93** 123903 (2004).

[176] S. O. Konorov, A. M. Zheltikov, P. Zhou, A. P. Tarasevitch, and D. von der Linde, *Opt. Lett.* **29**, 1521 (2004).

[177] S. O. Konorov, A. B. Fedotov, A. M. Zheltikov, and R. B. Miles, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 2049 (2005).

[178] S. Ghosh, J. E. Sharping, D. G. Ouzounov, and A. L. Gaeta, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 093902 (2005).

[179] F. Benabid, P. S. Light, F. Couny, and P. St. J. Russell, *Opt. Express* **13**, 5694 (2005).

[180] D. Ouzounov, C. Hensley, A. Gaeta, N. Venkateraman, M. Gallagher, and K. Koch, *Opt.Express* **13**, 6153 (2005).

[181] F. Benabid, F. Couny, J. C. Knight, T. A. Birks, and P. St. J. Russell, *Nature* **434**, 488 (2005).

[182] F. Benabid, G. Antonopoulos, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 213903 (2005).

[183] S. Yiou, P. Delaye, A. Rouvie, J. Chinaud, R. Frey, G. Roosen, P. Viale, S. Février, P. Roy, J.-L. Auguste, and -M. Blondy, *Opt. Express* **13**, 4786 (2005).

[184] S. Lebrun, P.e Delaye, R. Frey, and G. Roosen, *Opt. Lett.* **32**, 337 (2007).

[185] R. Zhang, J. Teipel, and H. Giessen, *Opt. Express* **14**, 6800 (2006).

第10章 量子应用

乍一看,利用光纤中的非线性效应来观察量子现象可能会让人感到惊奇。量子起伏的相关强度与光子数目成反比,因而光学中的量子效应往往在较低的强度下表现出来。与此相反,光纤非线性相对较弱,利用它需要较高的强度。然而,20 世纪 80 年代发现,光纤对观察量子效应如压缩态非常有用,因为光纤可以在很长的距离内把光限制为基横模形式。近年来,光纤因为能产生量子意义的相关光子对而引起极大关注。因此,光纤可以应用在需要纠缠光子对的量子密码学中。这一章包括了自相位调制、交叉相位调制和四波混频的量子应用。

10.1　介绍处理光纤内包括量子噪声的光脉冲传输时所需的数学工具。

10.2　重点介绍用光纤实现的几类噪声压缩。

10.3　介绍处理量子非破坏性的方法。

10.4　阐述量子纠缠的重要性,并重点介绍利用光纤产生偏振纠缠光子对的方法和连续变量的纠缠。

10.5　介绍这种光子对在量子密码学这个新兴领域的一个具体的应用。

10.1　脉冲传输的量子理论

在前面的章节中已经讲到,光纤中的大多数非线性效应都可用非线性薛定谔(NLS)方程描述。因此,首先要找到这个方程的量子形式,为此只需将复数场振幅 $A(z,t)$用一个算符代替。但是,这并不容易,因为非线性项$|A|^2A$ 的存在使问题复杂化了。现在,这个量子形式的方程已经用不同的方法推导出来了[1~4]。

10.1.1　量子非线性薛定谔方程

在其中一种方法中[2],利用傅里叶变换首次把经典的非线性薛定谔方程(3.1.11)在频域表示为

$$\tilde{A}(z,\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{A(z,t)}{\sqrt{\hbar\omega_0}}\exp(i\omega t)\,\mathrm{d}t \tag{10.1.1}$$

式中,$\hbar\omega_0$ 代表载波频率为 ω_0 的脉冲光子的能量。很明显,使用这个因子可以帮助我们写出很多标准形式的对易关系。频域中的非线性薛定谔方程为

$$\frac{\partial\tilde{A}}{\partial z}=\frac{i\beta_2}{2}\omega^2\tilde{A}(z,\omega)+\frac{i\kappa}{4\pi^2}\iint_{-\infty}^{\infty}\tilde{A}^*(z,\omega_1)\tilde{A}(z,\omega_2)\tilde{A}(z,\omega+\omega_1-\omega_2)\,\mathrm{d}\omega_1\,\mathrm{d}\omega_2 \tag{10.1.2}$$

式中,$\kappa=\gamma\hbar\omega_0$ 起着非线性参量的作用。正是由于非线性项的出现,以上方程中包括了一个卷积项。

为把方程(10.1.2)量子化,使用算符 $\hat{A}(z,\omega)$ 来代替经典的场振幅 $\tilde{A}(z,\omega)$,且满足以下对易关系:

$$[\hat{A}(z,\omega),\ \hat{A}^{\dagger}(z,\omega')] = \delta(\omega-\omega') \tag{10.1.3}$$

$$[\hat{A}(z,\omega),\ \hat{A}(z,\omega')] = 0 \tag{10.1.4}$$

$$[\hat{A}^{\dagger}(z,\omega),\ \hat{A}^{\dagger}(z,\omega')] = 0 \tag{10.1.5}$$

在方程(10.1.2)的量子形式中,场振幅 $\tilde{A}(z,\omega)$ 被算符 $\hat{A}(z,\omega)$ 代替,对这个方程进行逆傅里叶变换,可以得到下面的量子非线性薛定谔方程[2]:

$$i\frac{\partial \hat{A}}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 \hat{A}}{\partial t^2} + \kappa \hat{A}^{\dagger}\hat{A}\hat{A} = 0 \tag{10.1.6}$$

式中,算符 $\hat{A}(z,t)$ 满足对易关系

$$[\hat{A}(z,t),\ \hat{A}^{\dagger}(z,t')] = \delta(t-t') \tag{10.1.7}$$

$$[\hat{A}(z,t),\ \hat{A}(z,t')] = 0 \tag{10.1.8}$$

$$[\hat{A}^{\dagger}(z,t),\ \hat{A}^{\dagger}(z,t')] = 0 \tag{10.1.9}$$

从物理意义上讲,算符 $\hat{A}^{\dagger}\hat{A}$ 代表光子通量(单位时间的光子数目),所以对这个算符进行时域上的积分就可以得到脉冲所包含的总光子数目。

量子问题通过标准的薛定谔方程来处理哈密顿算符 $\hat{H}$,$\hat{H}$ 描述了一个系统的量子态 $|\Psi\rangle$ 的演化[5],

$$i\hbar\frac{\partial|\psi\rangle}{\partial z} = \hat{H}|\psi\rangle \tag{10.1.10}$$

可以看出,方程(10.1.6)可以写成海森伯(Heisenberg)运动方程的形式:

$$i\hbar\frac{\partial \hat{A}}{\partial z} = [\hat{A},\hat{H}] \tag{10.1.11}$$

其中所谓的哈密顿算符 $\hat{H}$ 为

$$\hat{H} = -\frac{\hbar\beta_2}{2}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\partial \hat{A}^{\dagger}}{\partial t}\frac{\partial \hat{A}}{\partial t}\,\mathrm{d}t - \frac{\hbar\kappa}{2}\int_{-\infty}^{\infty}\hat{A}^{\dagger 2}(z,t)\hat{A}^{2}(z,t)\,\mathrm{d}t \tag{10.1.12}$$

方程(10.1.2)与经典非线性薛定谔方程是有联系的,后者描述了光场在光纤长度上的演化[6],而量子力学解决了光场在时间上的演化。因此,式(10.1.12)中的哈密顿量是没有能量单位的。如果需要,可以通过线性变换引入一个时间演化变量 $\tau = z/v_g$,本章仍旧使用它,但把它作为一个时间变量[2]。应当注意的是,本章中用变量 t 代替了前几章中使用的时间 T,这是为了避免与表示绝对温度的 T 相混淆。这个变量描述了脉冲的形状,不要将它与时间演化变量 τ 混淆,τ 描述了在光纤中脉冲到达一个特定距离 z 所花费的时间。

10.1.2 自相位调制的量子理论

虽然方程(10.1.6)中由 β_2 决定的色散效应通常很重要,应该在孤子问题中加以考虑,但人们对孤子认知的突破却是在忽略色散效应而仅简单考虑自相位调制的情况下获得的[7~13]。令方程(10.1.6)中的 $\beta_2 = 0$,自相位调制效应由下面的方程决定:

$$\frac{\partial \hat{A}}{\partial z} = i\kappa\hat{A}^{\dagger}(z,t)\hat{A}(z,t)\hat{A}(z,t) \tag{10.1.13}$$

如果注意到自相位调制只影响光的相位,而不改变由算符 $\hat{A}^\dagger\hat{A}$ 决定的光子通量,那么该方程就可以很快解出。由式(10.1.12)可知算符 $\hat{A}^\dagger\hat{A}$ 与哈密顿算符是对易的,因此在数学上容易证明:若不考虑光纤损耗,则在传输过程中算符 $\hat{A}^\dagger\hat{A}$ 会保留下来。方程(10.1.13)的解为

$$\hat{A}(z,t)=\exp[i\kappa z\hat{A}^\dagger(0,t)\hat{A}(0,t)]\hat{A}(0,t) \tag{10.1.14}$$

为了研究自相位调制是如何影响最初处于相干态 $|\alpha(t)\rangle$ 中的光场的[5],首先需要计算平均值

$$\bar{A}(z,t)=\langle\alpha(t)|\hat{A}(z,t)|\alpha(t)\rangle \tag{10.1.15}$$

利用 $\hat{A}(0,t)|\alpha(t)\rangle=\alpha(t)|\alpha(t)\rangle$,其中 $\alpha(t)$ 是输入场振幅。一些研究表明[9~13],对瞬时响应的非线性介质,这个平均值并没有明确的定义。在一个方法中[11],考虑一个小的时间间隔 τ,并把式(10.1.14)中的指数算符写成正规乘积形式:

$$\exp\left[\frac{i\kappa z}{\tau}\int_t^{t+\tau}\hat{A}^\dagger(0,t')\hat{A}(0,t')\mathrm{d}t'\right]=:\exp\left[\left(\mathrm{e}^{i\kappa z/\tau}-1\right)\int_t^{t+\tau}\hat{A}^\dagger(0,t')\hat{A}(0,t')\mathrm{d}t'\right]: \tag{10.1.16}$$

算符周围的两个冒号代表了正规乘积[5]。使用这种形式,式(10.1.14)中的平均值变为

$$\bar{A}(z,t)=\lim_{\tau\to 0}\exp\left[\left(\mathrm{e}^{i\kappa z/\tau}-1\right)\int_t^{t+\tau}|\alpha(t')|^2\mathrm{d}t'\right]\alpha(t) \tag{10.1.17}$$

式中的极限没有明确的定义,并且会引出一个谬论,即输入场在传输过程中保持不变[11]。

这个问题在物理上的起源是,人们观察到瞬时响应非线性介质中的量子起伏现象可在无限带宽上发生。幸运的是,如果注意到任何实际介质的时间响应尺度都是有限的,那么这个问题就有一个非常简单的解[9]。用以下方程代替方程(10.1.13),则可将这个有限的响应时间包括在内:

$$\frac{\partial\hat{A}}{\partial z}=i\kappa\left[\int_{-\infty}^{t}\mathrm{d}t'R(t-t')\hat{A}^\dagger(z,t')\hat{A}(z,t')\right]\hat{A}(z,t)+i\hat{\Gamma}_R\hat{A}(z,t) \tag{10.1.18}$$

式中,$R(t)$ 是光纤非线性的响应函数,可以归一化成 $\int_0^\infty R(t)\mathrm{d}t=1$,$\hat{\Gamma}_R(z,t)$ 是包括所有非线性响应起伏的噪声算符[14]。在光纤中,光子的喇曼散射提供了一个延迟响应,并且噪声由声子数决定。

这里,忽略方程(10.1.18)中的噪声项(本节后面将考虑此项),就可以像前面那样对方程进行积分,在正规乘积下,结果为

$$\hat{A}(z,t)=:\exp\left[\int_{-\infty}^{t}\mathrm{d}t'\left(\mathrm{e}^{i\kappa zR(t-t')}-1\right)\hat{A}^\dagger(0,t')\hat{A}(0,t')\right]:\hat{A}(0,t) \tag{10.1.19}$$

在用 $\alpha(t)$ 代替 $\hat{A}(0,t)$ 后,就很容易求出式(10.1.14)中的平均值。重要的一点是,这与经典情况下得到的结果不同。为了看出在什么情况下它会简化成经典结果,使用一个非线性响应函数的简单模型,并假定当 $0<t<\tau_0$ 时,$(R)t=1/\tau_0$,t 取其他值时 $R(t)=0$[9]。这里,τ_0 是电子的响应时间,大约为 1 fs。

假定在一个非常小的时间间隔内,输入光子通量 $|\alpha(t)|^2$ 变化不大,则式(10.1.19)的积分可用解析方法得到,

$$\bar{A}(z,t)=\exp[(\mathrm{e}^{i\phi_v}-1)\tau_0|\alpha(t)|^2]\alpha(t) \tag{10.1.20}$$

式中,

$$\phi_v=\kappa z/\tau_0=\gamma z(\hbar\omega_0/\tau_0) \tag{10.1.21}$$

是真空起伏在 $1/\tau_0$ 带宽内感应的非线性相移。对于 1 km 长的标准光纤,若取 $\gamma=1.6\ \mathrm{W^{-1}/km}$,

1550 nm 波长附近的光子能量$\hbar\omega_0=0.8$ eV，$\tau_0=1$ fs，则可得$\phi_v\approx2\times10^{-4}$。注意，在极限 $\tau_0\to0$ 时$\phi_v\to\infty$，这再一次证明，必须考虑非线性介质的有限响应时间。

容易看出，式(10.1.20)中的量子结果与自相位调制的经典理论非常接近，这是因为ϕ_v 非常小，可以在式(10.1.20)中用 $i\phi_v$ 替代 $e^{i\phi_v}-1$，结果变成

$$\bar{A}(z,t)=\exp[i\kappa z|\alpha(t)|^2]\alpha(t)=\exp[i\gamma zP(t)]\alpha(t) \tag{10.1.22}$$

式中，$P(t)=\hbar\omega_0|\alpha(t)|^2$ 是光功率。正如所预期的，经典相移$\phi_c(t)=\gamma zP(t)$与光功率成线性关系。例如，在 1 km 长的标准光纤中，若取 $\gamma=1.6\ \mathrm{W^{-1}/km}$，则峰值功率为 1 W 的脉冲在脉冲中心的$\phi_c=1.6$。即使在典型实验条件下$\phi_v\ll\phi_c$，由于光纤内部的自相位调制效应，量子噪声依然对光脉冲的演化有不小的影响[9]。特别是，它会导致噪声压缩，这个现象将在 10.2 节中讨论。

10.1.3 广义非线性薛定谔方程

如前面所述，对光纤中脉冲传输的量子描述必须包括三阶非线性的有限响应时间。在光纤中，喇曼效应对三阶非线性的贡献很大，这一点已经为人所知。在经典情形下，喇曼散射会导致超短光脉冲产生喇曼感应频移[6]；在量子情形下，自发喇曼散射是一个额外的噪声源，在实际应用中必须加以考虑[14~16]。因此，一个描述光纤中脉冲演化的更完整的量子理论在近些年得到发展，并且导致了下面的广义非线性薛定谔方程[3]：

$$\frac{\partial\hat{A}}{\partial z}=\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2\hat{A}}{\partial t^2}+i\kappa\int_{-\infty}^{t}\mathrm{d}t'R(t-t')\hat{A}^\dagger(z,t')\hat{A}(z,t')\hat{A}(z,t)+i\hat{\Gamma}_R(z,t)\hat{A}(z,t) \tag{10.1.23}$$

式中，非线性响应函数 $R(t)$既包括了瞬时电子响应，又通过下式包括了延迟喇曼响应[6]：

$$R(t)=(1-f_R)h_e(t)+f_Rh_R(t) \tag{10.1.24}$$

式中，f_R 代表延迟喇曼响应对非线性极化的小数贡献。喇曼响应函数 $h_R(t)$的形式是由光场感应的石英分子的振动决定的，在光纤中可以持续 100 fs 以上。相反，电子响应 $h_e(t)$在大约 1 fs 的时间尺度内就衰减为零了，这是因为电子响应很快，它可以跟上光学振荡的速度。

方程(10.1.23)与处理光纤中的非线性现象通常使用的经典方程很相似[6]。事实上，如果忽略方程(10.1.23)中的最后一项，并用 A 代替算符 $\hat{A}$，则会回到经典的非线性薛定谔方程。在量子描述中，最后一项是为了确保式(10.1.7)中的对易关系对任意距离 z 都满足。即便如此，噪声算符 $\hat{\Gamma}_R$ 的平均值还是等于零，它的傅里叶变换 $\hat{\Gamma}_R(z,\omega)$的相关函数必须满足[3]

$$\langle\hat{\Gamma}_R^\dagger(z',\omega')\hat{\Gamma}_R(z,\omega)\rangle=g_R(|\omega|)\bar{N}_p^{-1}[n_{\mathrm{th}}(|\omega|)+\Theta(-\omega)]\delta(z-z')\delta(\omega-\omega') \tag{10.1.25}$$

式中，$g_R(\omega)$是喇曼增益谱，$\bar{N}_p$ 是脉冲内的平均光子数，$n_{\mathrm{th}}(\omega)=[\exp(\hbar\omega/k_BT)-1]^{-1}$是在有限的绝对温度 T 下声子的玻色分布，声子数的出现是因为自发喇曼散射与之有关。式(10.1.25)中的阶跃函数 $\Theta(-\omega)$对于斯托克斯光子等于 1($\omega<0$)，而对反斯托克斯光子等于 0($\omega>0$)，这是为了保证在没有热学声子时，不产生频率上移的光子。

方程(10.1.23)虽然很通用，但依然没有包括光纤内的功率损失(或功率增益)。这可以通过在方程右边增加一个噪声算符 $\hat{\Gamma}(z,t)$来实现，$\hat{\Gamma}(z,t)$的相关函数取决于损耗参量 α 的大小[3]。需要着重指出的是，尽管线性损耗引起的起伏是作为附加噪声出现的，但与自发喇曼散射有关的起伏增加了倍增噪声。虽然对于超短脉冲来说方程(10.1.23)是必需的，但对脉宽大于 1 ps 的脉冲该方程可以大大简化。当脉宽大于 1 ps 时，喇曼响应函数 $h_R(t)$可以近似为一个 δ 函数，如果再忽略掉噪声项，则方程(10.1.23)可以简化为非常简单的量子非线性薛定谔方

程(10.1.6)。该方程中的色散项导致脉冲展宽,这样就消除了前面在纯自相位调制中提到的无限带宽问题[10],于是方程(10.1.6)就对光纤中的脉冲传输提供了一个有效的量子描述。

10.1.4 量子孤子

经典非线性薛定谔方程有称为光学孤子的特定的解析解,这对理解光纤中的非线性现象有很大的帮助[6]。特别是,当脉冲和光纤的参数满足以下条件时会形成基阶孤子:

$$N^2 = \gamma P_0 T_0^2/|\beta_2| = \kappa F_0 T_0^2/|\beta_2| = 1 \tag{10.1.26}$$

式中,$F_0 = P_0/(\hbar\omega_0)$是光子通量,$N$ 是孤子阶数。基阶孤子的输入场为 $A(0,t) = \sqrt{P_0}\,\mathrm{sech}(t/T_0)$,并且它们有在光纤中传输时形状和宽度保持不变的特性。问题是,量子非线性薛定谔方程(10.1.6)是否存在与经典孤子类似的解?答案是肯定的,这个孤子称为量子孤子(quantum soliton),其特性与经典孤子有很大差别[2]。

经典非线性薛定谔方程的解析解是通过逆散射法得出的[6],这个方法也可以用来解量子非线性薛定谔方程[17],在 1989 年的一项研究中就用它讨论过量子孤子的特性[18]。在另一个方法中[2],用时间相关的哈特里(Hartree)近似来解关于波函数$|\Psi\rangle$的薛定谔方程(10.1.10),其中哈密顿算符由式(10.1.12)给定。还可以用相空间法把量子非线性薛定谔方程转化为福克尔-普朗克(Fokker-Planck)方程,或者一组随机的朗之万方程[19]。在所谓的正 P 表象中,量子非线性薛定谔方程被一个经典的随机非线性薛定谔方程所代替,并通过一个噪声源将量子效应包含在内[1]。

为理解量子噪声是如何影响孤子的,可以首先考虑经典的基阶孤子($N=1$)的情形。这个孤子用 4 个参量来表征,一般形式为[18]

$$A_c(z,t) = (|\beta_2|/\kappa)^{1/2}\eta\,\mathrm{sech}[\eta(t-t_s+|\beta_2|\xi z)]\exp[i|\beta_2|(\eta^2-\xi^2)z/2 - i\xi(t-t_s)+i\phi] \tag{10.1.27}$$

式中,η 决定了孤子宽度和振幅,ξ是与孤子动量有关的频移,t_s 代表孤子的初始位置,ϕ是常数相位。在量子领域里,这 4 个参量应处理成相应的算符。定义光子数算符为

$$\hat{N}_p = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{A}^{\dagger}(z,t)\hat{A}(z,t)\,\mathrm{d}t \tag{10.1.28}$$

它与算符 η 的关系为$\hat{N}_p = (2|\beta_2|/\kappa)\hat{\eta}$。

可以看出,$\hat{N}_p$ 和$\hat{\phi}$组成了一对共轭变量[18],并且它们之间满足对易关系$[\hat{N}_p,\hat{\phi}] = 1$。算符 $\hat{t}_s$ 和$\hat{\xi}$组成了第二对共轭变量。如果一个量子孤子处在光子数算符的本征态$|N\rangle$上,那么它的振幅和宽度是唯一确定的,但是它的相位完全是随机的。同样,如果这个孤子处在动量算符的本征态$|\xi\rangle$上,那里它的中心位置 t_s 是不确定的,这符合海森伯测不准原理。当然,一般情况下孤子不必处在本征态上,这时可以把孤子波函数展开成不同的$|N,\xi\rangle$态的线性叠加,4 个孤子参量值在各自的平均值附近起伏。这种起伏带来的一个后果是,量子孤子在光纤中传输时会慢慢展宽,这一点与经典孤子不同。当然,这种展宽取决于在光纤中传输的孤子里所包含的平均光子数。孤子宽度加倍所需的光纤长度 z_d 正比于$\langle\hat{N}_p\rangle$,即 $z_d \approx \langle\hat{N}_p\rangle L_D$,其中 L_D 是色散长度。当 $L_D > 10$ km 时,对于一个仅包含 10^4 个光子的孤子来说,z_d 超过 10^5 km。

1990 年,发展了分析量子孤子的微扰法[20]。注意,量子噪声施加于孤子的扰动相当小,因此量子非线性薛定谔方程(10.1.6)的通解可写为

$$\hat{A}(z,t) = A_c(z,t) + \hat{a}(z,t) \tag{10.1.29}$$

式中,$A_c(z,t)$是式(10.1.27)给出的经典解,$\hat{a}(z,t)$是量子噪声引起的微扰。由于微扰非常小,可以用 $\hat{a}(z,t)$对方程(10.1.6)线性化,并可以得到

$$i\frac{\partial \hat{a}}{\partial z}=\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 \hat{a}}{\partial t^2}-\kappa\left[|A_c(z,t)|^2\hat{a}^\dagger(z,t)+2|A_c(z,t)|^2\hat{a}(z,t)\right] \tag{10.1.30}$$

由于这个算符方程是线性的,所以很容易求解,并且这个解可以展开为[20]

$$\hat{a}(z,t)=\frac{\partial A_c}{\partial \eta}\Delta\hat{\eta}+\frac{\partial A_c}{\partial \phi}\Delta\hat{\phi}+\frac{\partial A_c}{\partial \xi}\Delta\hat{\xi}+\frac{\partial A_c}{\partial t_s}\Delta\hat{t}_s+\Delta\hat{a}(z,t) \tag{10.1.31}$$

式中,$\Delta\hat{\eta}$,$\Delta\hat{\phi}$,$\Delta\hat{\xi}$和 Δt_s 分别代表 4 个孤子参量的量子起伏,$\Delta\hat{a}(z,t)$是由这些起伏引起的孤子的辐射(色散波)。微扰理论表明,孤子参量的起伏是随 z 变化的,

$$\Delta\hat{\eta}(z)=\Delta\hat{\eta}_0 \qquad \Delta\hat{\phi}(z)=\Delta\hat{\phi}_0+2\eta\Delta\hat{\eta}_0|\beta_2|z \tag{10.1.32}$$

$$\Delta\hat{\xi}(z)=\Delta\hat{\xi}_0 \qquad \Delta\hat{t}_s(z)=\Delta\hat{t}_{s0}+|\beta_2|\Delta\hat{\xi}_0 z \tag{10.1.33}$$

式中,下标 0 表示当 $z=0$ 处的初始值。光子数的起伏是由关系式 $\Delta\hat{N}_p=(2|\beta_2|/\kappa)\Delta\hat{\eta}$ 获得的。可以看出,即使传输过程中光子数和孤子动量的起伏不发生改变,相位和孤子位置的起伏也会持续增长。

孤子参量起伏的方差的初始值,还可以关于真空态取平均得到。例如,由于 $\hat{N}_p$ 的起伏服从泊松分布[5],易证方差$\langle(\Delta\hat{N}_p)^2\rangle$等于平均光子数$\langle\hat{N}_p\rangle$。相位起伏方差的初始值为$\langle(\Delta\hat{\phi}_0)^2\rangle=0.6075/\bar{N}$,比最小不确定态预期的大两倍[20]。传输过程中相位起伏的变化与噪声压缩有关,这个问题将在下一节中讨论。

10.2 量子噪声的压缩

1985 年,光纤被首次用来观察压缩态(squeezing)这种量子效应[21]。此后人们已经研究了几个不同背景中的量子压缩态[22~26]。压缩态是指电磁场的一种特殊状态的产生过程,在压缩态下,某些频率范围内的噪声起伏可降低到低于散粒噪声的水平,这些散粒噪声是在无压缩时通过量子力学强加上去的。

10.2.1 正交压缩的物理过程

根据噪声水平低于散粒噪声的不同物理参量,可能出现几种类型的压缩态。例如,当光子数算符的方差低于散粒噪声的时候,光子数压缩态就发生了。压缩在最初引起关注时,被称为正交压缩(quadrature squeezing)。为理解它的含义,首先考虑单色光场。在特定的频率 ω_0 下,单色光场的复数形式可写为 $E(t)=A_0\exp(i\phi-i\omega_0 t)$,其中 A_0 和ϕ分别是光场的振幅和相位。$E(t)$的实部和虚部对应场的两个正交分量,并且由于量子噪声的缘故,它们会在各自的平均值附近起伏。

当光场被量子化后,复振幅 $A=A_0e^{i\phi}$ 与湮灭算符 $\hat{a}$ 的期望值之间就建立了联系。于是可以引入以下两个正交的分量 $\hat{X}$ 和 $\hat{Y}$:

$$\hat{X}=\hat{a}^\dagger e^{i\theta}+\hat{a}e^{-i\theta} \qquad \hat{Y}=i(\hat{a}^\dagger e^{i\theta}-\hat{a}e^{-i\theta}) \tag{10.2.1}$$

式中,θ 是任意角度。用对易关系$[\hat{a},\hat{a}^\dagger]=1$,容易看出对于任意的 θ 值,$[\hat{X},\hat{Y}]=2i$。对于任意的量子态 $|\Psi\rangle$,由海森伯测不准原理施加了 $\sigma_X^2\sigma_Y^2\geqslant 1$ 这一限制,其中噪声方差通过 $\sigma_X^2=\langle\Psi|(\hat{X}-\bar{X})^2|\Psi\rangle$计算,$\bar{X}=\langle\Psi|X|\Psi\rangle$是平均值。对相干态则有 $\sigma_X=\sigma_Y$。

图10.1(a)给出了相干态的示意图,它的两正交分量有相同的噪声,在平均值附近形成圆形的起伏。可以看出,介质中的非线性效应可以产生类似于图10.1(b)中的那种压缩态。压缩态的特性是,某一正交分量上的量子起伏降低到相干态的以下。当然,为了满足海森伯测不准原理,某一正交分量中的噪声减小,另一正交分量中的噪声就要增大。如图10.1(b)所示,Y分量中的起伏减小了,而X分量中的起伏增大了,结果形成一个被拉长了的噪声椭圆。使用相敏探测方案(零差法或外差法)能观察到某一分量中噪声的减小。

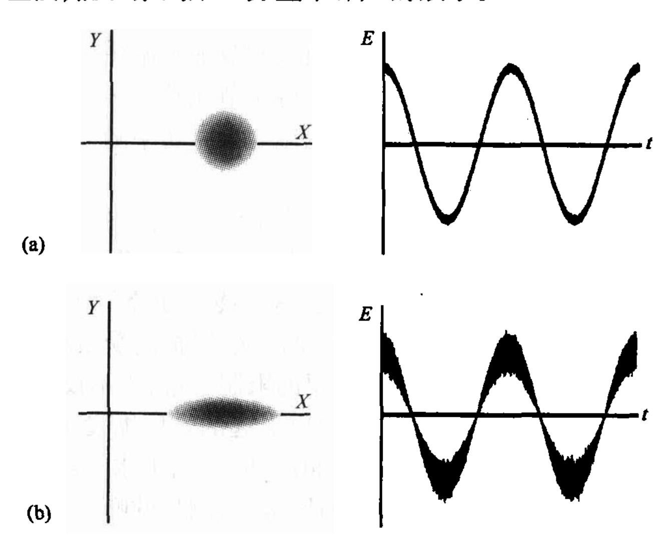


图10.1 (a)相干态和(b)压缩量子态在两个正交轴上的噪声分布和光场的时间相关性

10.2.2 四波混频感应的正交压缩

把相干态转换为压缩态需要非线性过程。20世纪80年代,提出利用四波混频实现压缩;1985年发展了详细的理论[21]。基本方案与图8.6类似,使用一束泵浦光激发光纤中的四波混频过程,但输入端没有信号注入,而是靠真空起伏提供信号场和闲频场的初始种子光。这个过程称为自发四波混频(spontaneous FWM),以与受激四波混频相区别。由于信号光和闲频光频率的噪声分量通过光纤非线性进行耦合,所以压缩就发生了。从数学意义上讲,它需要用与方程(8.1.7)和方程(8.1.8)类似的两个方程描述,唯一不同的是A_s和A_i按算符对待。引入$\hat{a}_j=\hat{A}_j\exp(-i\delta z/2)$作为新变量,这两个方程可以写成以下形式:

$$\frac{\mathrm{d}\hat{a}_s}{\mathrm{d}z}=\frac{i\delta}{2}\hat{a}_s+2i\gamma A_p^2\hat{a}_i^\dagger \tag{10.2.2}$$

$$\frac{\mathrm{d}\hat{a}_i}{\mathrm{d}z}=\frac{i\delta}{2}\hat{a}_i+2i\gamma A_p^2\hat{a}_s^\dagger \tag{10.2.3}$$

真空起伏是通过算符$\hat{a}_s$和$\hat{a}_i$满足的对易关系$[\hat{a}_j,\hat{a}_k^\dagger]=\delta_{jk}$包括进去的,其中$j,k=s$或$i$。

方程(10.2.2)和方程(10.2.3)是线性的,所以很容易求解,其解为[6]

$$\hat{a}_s(z)=\hat{a}_s(0)[\cosh(gz)+(i\delta/2g)\sinh(gz)]+i(\gamma/g)A_p^2\hat{a}_i^\dagger(0)\sinh(gz) \tag{10.2.4}$$

$$\hat{a}_i(z)=\hat{a}_i(0)[\cosh(gz)+(i\delta/2g)\sinh(gz)]+i(\gamma/g)A_p^2\hat{a}_s^\dagger(0)\sinh(gz) \tag{10.2.5}$$

式中,参量增益g定义为$g=(|\gamma|^2|A_p|^4-\delta^2/4)^{1/2}$。在完全相位匹配的条件下($\delta=0$),这个解

可以简化为参考文献[21]中所给出的解的形式。注意,光纤中距离 z 处的信号光的振幅以 $\hat{a}_s(0)$ 和 $\hat{a}_i^\dagger(0)$ 的线性组合方式演化。正是这个性质导致了压缩的发生。在长为 L 的光纤输出端的总的光场为

$$\hat{A}_t(t) = A_p(L) + \hat{a}_s(L)\exp(-i\Omega t) + \hat{a}_i(L)\exp(i\Omega t) \tag{10.2.6}$$

式中,$\Omega \equiv \omega_s - \omega_p$ 是相对泵浦频率 ω_p 的信号失谐量。

从物理学的角度考虑,压缩可以理解为,对于信号光和闲频光相对相位的某些特定取值,信号光和闲频光的衰减。它采用了相敏探测方案,通过调节本机振荡器的相位来改变相对相位的大小。在实际应用中,泵浦光本身就可以作为一个可调节相位为 θ 的本机振荡器,它与信号光和闲频光的拍频信号在光电探测器中产生电流,电流的噪声功率随 θ 和 Ω 变化。特别是,对于任意的 Ω,在特定的 θ 值下噪声功率达到最小值。

在 1986 年的初期实验中[27],使用 647 nm 的连续光作为泵浦光,图 10.2 给出了在 114 m 长的光纤的输出端测量到的最小噪声功率随 $\Omega/(2\pi)$ 的变化关系。为了克服自发导向声波布里渊散射产生的噪声,必须把光纤冷却到液氦温度[28]。这种冷却还降低了受激布里渊散射的阈值,它通过以比布里渊增益谱带宽大得多的频率调制泵浦光,以抑制受激布里渊散射的产生。本实验中,导向声波产生的热布里渊散射依然是最重要的限制因素,它不仅限制了频率范围,也限制了噪声压缩量,图 10.2 中的两个峰就是由这个散射引起的。压缩发生在 45 MHz 和 55 MHz 附近的两个频谱带中,其中噪声功率被降低到散粒噪声功率(图中水平线所示)以下,这是光纤中的四波混频感应的压缩结果。这里可以定义压缩比 R_s 为测量的噪声功率与散粒噪声功率的比值。图 10.2 中的最大压缩出现在 55 MHz 附近,其中 $R_s = 0.87$,或以分贝单位表示为 -0.6 dB。后来,通过双泵浦配置的四模压缩实现了接近于 1 dB 的压缩比[29],但由于布里渊散射,四波混频方法在实际应用中受到了限制。

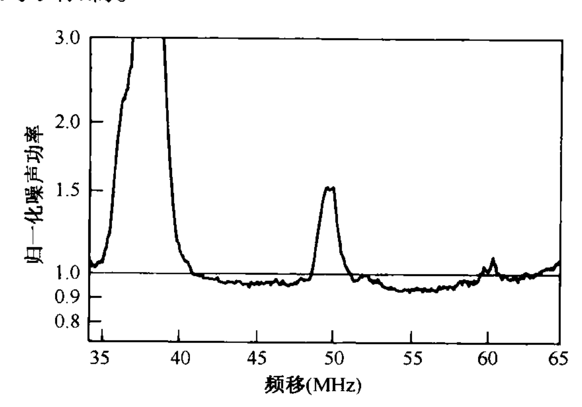


图 10.2 最小噪声条件下噪声功率(归一化到散粒噪声)随泵浦失谐量的变化[27]

10.2.3 自相位调制感应的正交压缩

实现压缩的另一种方法是利用光纤中自相位调制感应的相移,它能够压缩强输入光束的噪声[24]。这一特征可以通过图 10.3 来理解,它给出了当平均功率为 P_0 的光入射到光纤中时,自相位调制对噪声产生的影响。在自相位调制的作用下,标明输入起伏范围的两个虚线之间的阴影圆变成了拉长的椭圆。相干态的两个正交分量中的噪声最初是相同的,因此画出的图形是圆形的;但噪声经过长为 L 的光纤后获得了非线性相移 $\phi_{NL} = \gamma P_0 L$,因而输出端由圆形变成了椭

圆形,造成这种变化的原因是自相位调制把功率起伏转化为了相位起伏。注意,若 P_0 变化 ΔP,则产生的附加相位变化为 $\Delta\phi=(\gamma L)\Delta P$,因此图 10.3 中上面那个圆的相位角$\phi_{NL}$比下面那个圆的相位角大,所以使噪声起伏变成了椭圆形。但这种形式的压缩与图 10.2 中的有所不同,这里输入场本身被压缩,而不是图 10.2 中的真空态(在 $\Omega=0$ 时产生压缩)。

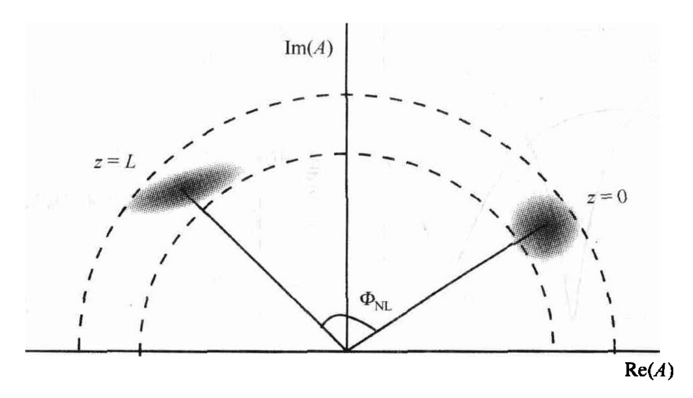


图 10.3 通过自相位调制感应的相移ϕ_{NL}实现的相干态压缩

可以用式(10.1.19)给定的解来计算由自相位调制产生的噪声压缩量。这里再次假设非线性响应函数在 $0<t<\tau_0$ 时,$R(t)=1/\tau_0$[9],其中 $\tau_0\approx 1$ fs;而 t 取其他值时 $R(t)=0$。在长度为 L 的光纤的输出端,解为

$$\hat{A}_o(t)=:\exp\left[(\mathrm{e}^{i\phi_v-1})\tau_0\hat{A}^\dagger(0,t)\hat{A}(0,t)\right]:\hat{A}(0,t) \tag{10.2.7}$$

式中,$\phi_v=\kappa L/\tau_0$,与式(10.1.21)中定义的一样。其中一个正交分量可以通过以下关系得出:

$$\hat{X}=\hat{A}_o^\dagger\mathrm{e}^{i\theta}+\hat{A}_o\mathrm{e}^{-i\theta} \tag{10.2.8}$$

式中,相位 θ 由本机振荡器控制。这个分量的噪声谱为[12]

$$S(\omega,\theta)=\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2}\mathrm{d}t\int_{-T/2}^{T/2}\mathrm{d}t'[\langle\hat{X}(t)\hat{X}(t')\rangle-\langle\hat{X}(t)\rangle\langle\hat{X}(t')\rangle]\exp[i\omega(t-t')] \tag{10.2.9}$$

式中,T 是频谱分析仪的积分时间。

利用式(10.2.7)至式(10.2.9)得到的噪声谱不仅与积分时间 T 无关,而且在 $0<\omega<2\pi/\tau_0$ 的范围内也与 ω 无关。尽管如此,式(10.2.9)给出的噪声谱的表达式仍非常复杂[9],如果利用 $\phi_v\ll 1$,并只保留到ϕ_v的一次项,则可以大大简化。结果为[12]

$$S(\theta)=1+2\phi_c^2-4\phi_c^3\phi_v/3-\phi_c(2\phi_c+\phi_v-8\phi_c^2\phi_v/3)\cos\Theta-\phi_c(2-5\phi_c\phi_v)\sin\Theta \tag{10.2.10}$$

式中,$\Theta=2\theta+2(\phi_c-\phi_0)$,$\phi_0$ 是输入场的相位,$\phi_c=\gamma LP_0$ 是输入功率为 P_0 的连续光束的自相位调制感应相移的经典值。噪声谱还相对于标准量子极限做了归一化处理,这样在没有输入光时($\phi_c=0$)$S=1$。

噪声谱的 θ 相关性表明,量子噪声可能高于或低于标准量子极限,这取决于 θ 的大小。图 10.4(a)给出了ϕ_c 取两个不同值时噪声随相位θ 的变化关系,其中选取$\phi_v=2\times10^{-4}$,$\phi_0=0$。对式(10.2.10)取微分并令 $\mathrm{d}S/\mathrm{d}\Theta=0$,找到 S 出现极值的角度 Θ,并把这个角度代回式(10.2.7)中,则可以推导出 S 的最大值和最小值。结果为[12]

$$S_\pm=1+2\phi_c^2-4\phi_c^3\phi_v/3\pm2\phi_c(1+\phi_c^2-4\phi_c\phi_v-8\phi_c^3\phi_v/3)^{1/2} \tag{10.2.11}$$

图 10.4(b)给出了 S 的最大值和最小值随自相位调制感应的相移ϕ_c 的变化曲线。实际上,对于固定长度为 L 的光纤,可以通过调节输入功率 P_0 使ϕ_c 发生变化。需要指出的一点是,从理论上讲某个正交分量中的量子噪声可以减小 10 dB,但这是以另一个正交分量中量子噪声的增加为代价的。

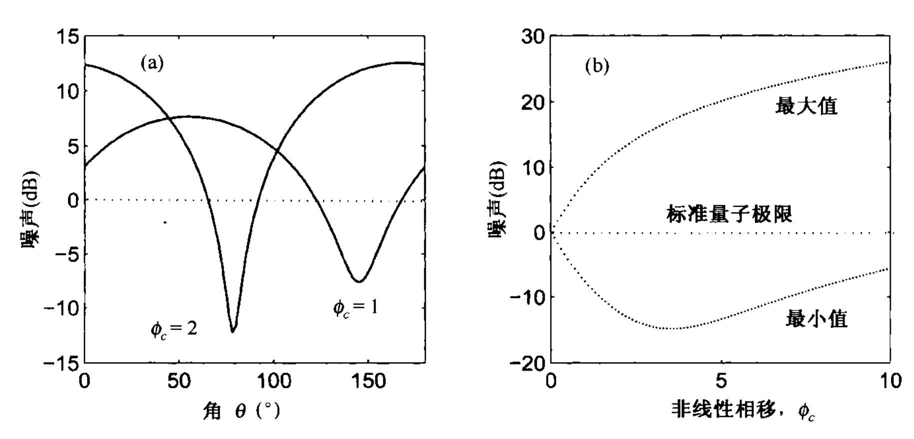


图 10.4 某个分量上的噪声方差随本机振荡器相位 θ 的变化和噪声方差的最大值、最小值随ϕ_c 的变化

以上分析忽略了光纤色散的影响,但当输入场是短脉冲时必须将其考虑在内。在反常色散区,当一个脉冲的峰值功率满足式(10.1.26)中 $N=1$ 时,它能以基阶孤子形式传输。为了分析基阶孤子的压缩,曾经用过 10.1.4 节中讨论的量子起伏的线性化理论[20],也用过数值方法[30]。结果表明,当脉冲峰值功率使经典非线性相移ϕ_v 超过 2 时,可以实现 10 dB 以上的量子噪声压缩。

由于存在大的背景,用强连续光或强光脉冲很难观察到自相位调制感应的压缩。但是,可以通过马赫-曾德尔干涉仪或萨格纳克干涉仪将这种压缩转化为真空压缩[31~36]。原因是这类干涉仪有两个输入端口和两个输出端口,当强光束从某个输入端口入射时,真空噪声会从另一个输入端口进入,并与其发生相干干涉。读者可以利用量子非线性薛定谔方程来分析这种情况,并给出描述两个输出端口输出的算符[31]。当色散效应忽略不计时,分析就更简单了。对于用一个 3 dB 耦合器构成的平衡的萨格纳克干涉仪,强光束被反射,但透射的量子态表示压缩真空。如图 10.5 所示,如果反射光的相位可以调节,则能把它作为本机振荡器。预期的散粒噪声压缩取决于非线性相移$\phi_{NL}=\gamma P_0 L$ 的大小,在理想条件下可以超过 10 dB。对于高斯脉冲来说,由于非线性相移沿脉冲是不均匀的,压缩被限制在 7 dB 附近。

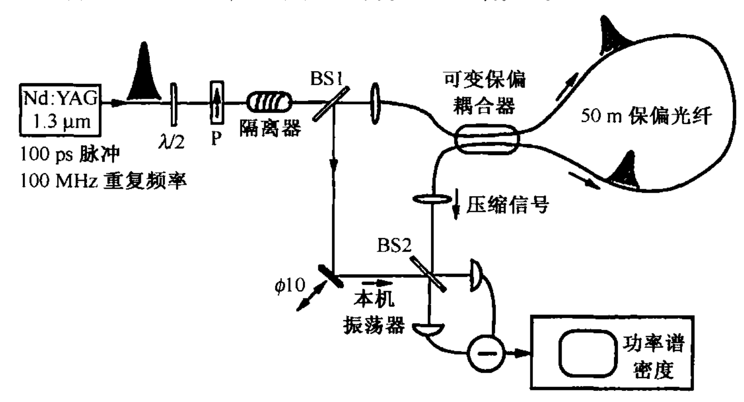


图 10.5 通过在 50 m 长的萨格纳克环中传输 100 ps 的脉冲产生 5 dB 的散粒噪声压缩的实验装置图[33]

实际上,诸如损耗、光纤色散和探测效率这些效应的影响,进一步限制了可以观察到的压缩态的幅度。当输入脉冲波长位于反常色散区时,色散效应对孤子形成就很有帮助。在1991年的一个实验中[32],首次将非线性光纤环形镜(NOLM)作为萨格纳克干涉仪来用,当0.2 ps的脉冲以孤子形式在5 m长的光纤环中传输时,在室温下被压缩了1.1 dB(如果在液氮温度下则可被压缩1.7 dB)。在另一个实验中[33],通过传输波长位于光纤零色散波长附近的100 ps脉冲,在室温下观察到噪声减小了5 dB以上。在图10.5所示的实验装置中,萨格纳克环由50 m长的保偏光纤(PMF)和一个分光比为50:50的PMF耦合器构成。

光纤中的交叉相位调制也可以用于强光束作用下的真空态压缩,这种方案甚至不需要干涉仪。图10.6给出了这一基本思想的示意图[36],作为泵浦的输入光脉冲沿各向同性光纤的一个主轴线偏振,它通过交叉相位调制影响偏振方向与泵浦光脉冲正交的真空态中的量子噪声。交叉相位调制感应的相移将噪声圆变成噪声椭圆,这与图10.3中的情况类似。结果,真空态在光纤输出端被压缩。实际应用中并不存在理想的各向同性光纤,因而得到的压缩也就受到了限制。光纤中任意残余的双折射都会导致沿两个主轴偏振的光的群速度和相移产生微小变化,这对于压缩是有害的。在1998年的一个实验中,将纳焦级能量的150 fs脉冲注入20 cm长的标准光纤中,由于光纤长度很短,因此双折射的影响非常小。短光纤也有助于减少导向声波布里渊散射。结果,散粒噪声被压缩了3 dB之多。在考虑到探测效率的因素之后,这个值就相当于5 dB的压缩量了。

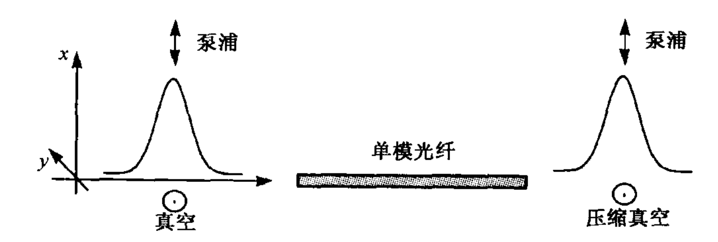


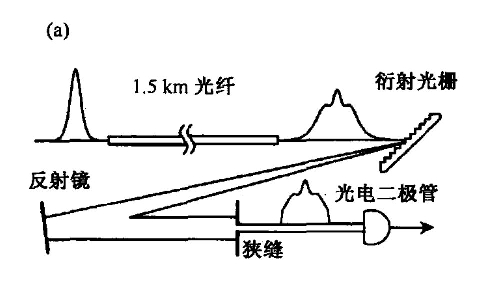
图10.6 使用正交偏振的泵浦脉冲,通过光纤中的交叉相位调制感应相移产生的压缩真空[36]

10.2.4 自相位调制感应的振幅压缩

振幅压缩,又称光子数压缩,是指弱光信号的强度起伏减小到散粒噪声以下[37]。这种压缩不需要本机振荡器(零差法或外差法探测),利用直接探测就可以进行观察。直接探测的优点是,光信号的频率啁啾和相位起伏不会影响到光电流噪声。

自相位调制和交叉相位调制这两种非线性现象都只影响相位,而对光信号的振幅起伏不产生影响。但在1996年的实验中发现,当光脉冲在光纤反常色散区传输并通过一个带宽合适的光学滤波器后,实现了振幅压缩[37]。图10.7给出了实验装置图,2.7 ps的脉冲在1.5 km长的光纤中传输,脉冲能量比基阶孤子能量大,因此孤子阶数参量N大于1。在这样的条件下,脉冲变窄的同时频谱展宽,而光栅和狭缝的组合相当于一个光学滤波器。

孤子演化对输入脉冲能量的平均值E_p非常敏感,因为它设定了参量N的初始值。因此,振幅压缩与E_p有很大的关系。如图10.7所示,在1996年的一个实验中[37],只有在确定的脉冲能量范围内,滤波后的振幅噪声才低于散粒噪声。当滤波器带宽经过适当优化后,观察到振幅噪声最大减小了2.3 dB。考虑到损耗因素后,该值应相当于3.7 dB的振幅压缩。这种方法可能实现的振幅压缩的程度,可以用量子非线性薛定谔方程(10.1.6)来研究[37~41]。



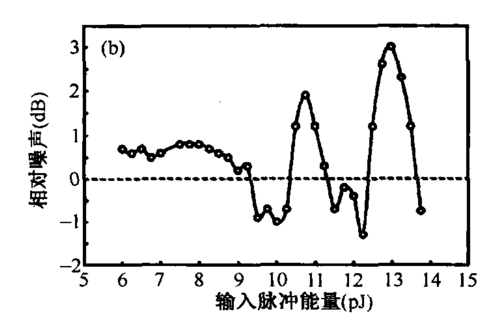


图 10.7 观察振幅压缩的实验装置和观察到的振幅压缩随输入脉冲能量的变化[37]

为什么光脉冲的频谱滤波可以产生振幅压缩呢？答案和孤子在光纤中如何演化有关[6]。对一个脉宽为 T_0 且峰值功率为 P_0 的脉冲来说，孤子阶数 N 定义为 $N^2=\gamma P_0 T_0^2/|\beta_2|$。当输入脉冲满足 $N=1$ 或 $P_0=|\beta_2|/(\gamma T_0^2)$时，形成基阶孤子。如果由于峰值功率较大而使 N 大于 1，那么脉冲在光纤中就会产生压缩，频谱也会变宽。带通滤波器可以让频谱的中央部分透过，但阻隔频谱的两翼，实质上是通过带通滤波器使脉冲产生了依赖于峰值功率 P_0 的频谱损耗。由于量子噪声的影响，对于任意一个脉冲，其峰值功率 P_0 在平均值附近起伏。对于正的功率起伏，如果脉冲频谱变宽，那么滤波器引入的损耗会比负的功率起伏时的更大。结果是，振幅噪声被减小到由散粒噪声决定的标准量子极限(SQL)之下。

也可以用另一种方式来理解滤波器引起的振幅压缩，但首先要搞清楚先前讨论的自相位调制感应的压缩是怎样影响光孤子的。答案是自相位调制使脉冲产生了频谱相关，在 1998 年的一项研究中，计算并测量了这种量子相关[42]。图 10.8 给出了一个 130 fs 的孤子在通过 2.7 m 长的光纤后频谱相关的程度。每个小正方形的灰色阴影代表相应频谱分量之间的相关系数(从 -1 到 1)，较浅的阴影表明是负相关的，较深的阴影则表明是正相关的，画斜线的小正方形代表大误差范围内的相关数据。图中把孤子的频谱分割成了 15 个波长区间，如果 n_i 代表第 i 个波长区间上的光子数，则测量出来的相关系数应该是

$$C_{ij}=\langle\Delta n_i\Delta n_j\rangle/(\sigma_i\sigma_j) \tag{10.2.12}$$

式中，Δn_i 是 n_i 的起伏，$\sigma_i^2=\langle(\Delta n_i)^2\rangle$是它的方差。结果表明，相关系数是正值还是负值取决于频谱区域。如果用一个光学滤波器有选择地把频谱上显示为正相关的光过滤掉，那么所得脉冲就会表现出振幅压缩。对于高阶孤子，这样的频谱相关会进一步增强，并且它可以应用在很多地方[43~45]。

从数学意义上讲，任何人都可以通过解量子非线性薛定谔方程(10.1.6)来研究孤子频谱通过滤波后振幅压缩的程度。在一项研究中，通过运用正 P 表象，把这个方程转化成了经典方程[39]。在另一项研究中，首先利用微扰法把非线性薛定谔方程线性化，然后利用标准方法进行求解[40]。如果滤波器的频谱

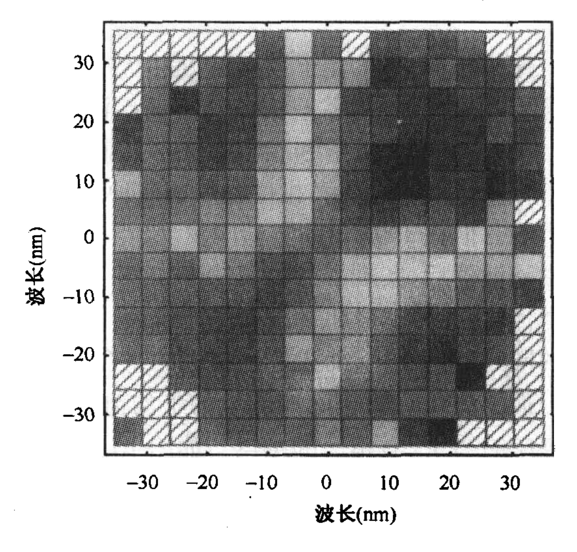


图 10.8 孤子频谱的强度相关图[42]

通带近似为抛物线形,利用后一种方法可以给出光子数起伏的方差的解析表达式。但是,压缩量对通带的形状非常敏感,大多数压缩都是利用具有较陡边沿的矩形通带滤波器(即所谓的砖墙滤波器)实现的。这种情形下,基阶孤子($N=1$)的振幅噪声在大约 3 个孤子周期内可以减少 6.5 dB。超过这个距离,噪声开始增大并呈现出与光纤长度相关的振荡性。在一个更细致的分析中,将自发喇曼散射的影响也考虑在内,在任意有限的温度下,自发喇曼散射相当于一个噪声源[38]。与式(10.1.6)给出的预期值相比,这种噪声会减小振幅压缩的大小。但是,如果光纤长度选择合适,使用更大能量的脉冲($N>1$),也可以使压缩增强。

在结果如图 10.7 所示的 1996 年的实验中[37],由于孤子周期 $z_0=(\pi/2)L_D$,色散长度 L_D 与脉冲宽度 T_0 的关系为 $L_D=T_0^2/|\beta_2|$,所以使用 2.7 ps 的脉冲和 1.5 km 长的光纤。这么长光纤的损耗对压缩是有害的;若使用更短的脉冲,则可以使光纤变短,因此使损耗降低。实验中大多使用 0.1 ps 左右的脉冲和 3 ~ 90 m 长的光纤[46~59]。在 1998 年的一个实验中[47],在 90 m 长的光纤中传输一个 $N=1.3$ 的 135 fs 孤子,观察到了 3.8 dB 的振幅压缩。对于如此短的脉冲而言,90 m 相当于其孤子周期的 100 多倍。事实上,由于脉冲内喇曼散射,输出脉冲的频谱会显著地向长波长位移(约为 40 nm)[6],使用短光纤可以减少频谱的位移。图 10.9 给出了对于基阶孤子($N=1$),使用 3 种滤波器测量到的噪声功率(相对于散粒噪声)和光纤长度之间的关系。虽然压缩仅在 1 ~ 90 m 的光纤长度范围内产生,但是压缩量的大小与光纤长度和滤波器的类型都有关系。第一个噪声最小值(大小为 2.3 dB)出现在约 3 个孤子周期处,这与理论值相吻合。但是,对90 m长的光纤却出现更大的压缩(约为 3.2 dB)。

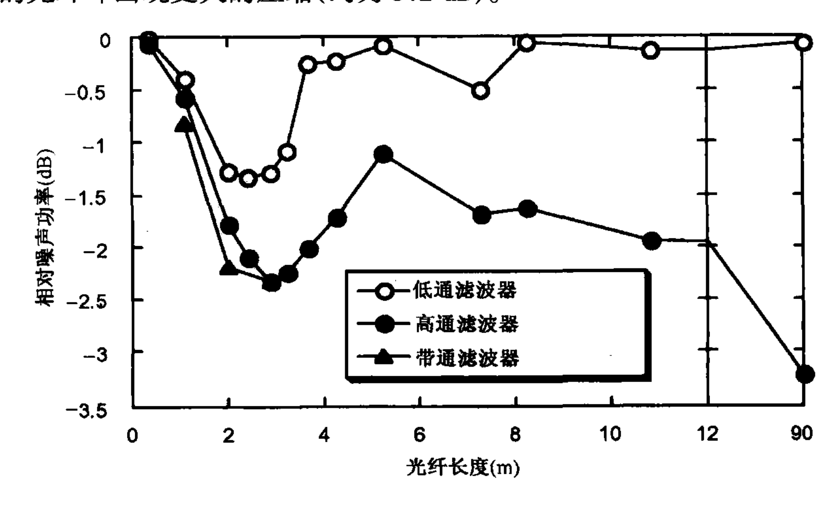


图 10.9 基阶孤子在光纤中传输时,使用不同滤波器测量到的噪声功率随光纤长度的变化[47]

一个有趣的问题是,孤子效应是否为振幅压缩的必要条件。如果不是,那么在光纤正常色散区也应该能观察到压缩。当然,这种情形所面临的一个实际问题是,短脉冲在光纤中迅速展宽,结果使峰值功率下降,自相位调制减弱。为此,不得不使用相当短的光纤。在一个实验中,将波长为 809 nm 的 29 fs 脉冲在仅 2 m 长的光纤中传输[48]。对于如此短的脉冲,色散长度只有 6 mm,所以脉冲迅速展宽。而当脉冲能量增加到 0.3 nJ 时,非线性长度也能减小到 1 cm 以下。在这种条件下,产生压缩的有效光纤长度仅为 2 cm。但是,通过优化带通滤波器的频谱响应,振幅噪声可以被压缩 1.2 dB。观察到这种现象的主要因素是自相位调制感应的光脉冲频谱展宽;使用孤子也是有利的,因为它能抑制正常色散区的脉冲展宽。

为实现振幅压缩,一些实验都使用了干涉或其他非线性技术[49~56]。如果使用一个非平衡的马赫-曾德尔干涉仪,通过它两臂的光获得不同的自相位调制感应的非线性相移,那么振幅噪声就会被压缩[57]。同样的情况也可以发生在非平衡萨格纳克干涉仪中,光在它的两臂中以相反方向传输。实验中也可以采用线形结构,只要利用光纤的两正交偏振模来模仿马赫-曾德尔干涉仪的两臂即可。所有这些方案都已用来产生振幅压缩。

为理解振幅压缩的起源,首先回忆一下图 10.3。光纤中的自相位调制把噪声圆变成了噪声椭圆,通常产生正交压缩。如图 10.10 所示,向光纤干涉仪的第二条臂中注入相对第一条臂中的光场有 $\pi/2$ 相移且弱得多的光场,两个光场相干叠加,使噪声椭圆发生旋转。由于旋转,输出端的复合场显示出的振幅噪声小于输入场本身。在 1998 年的一个实验中[50],182 fs 的脉冲以孤子形式在 3.5 m 长的非线性光纤环形镜中(起到萨格纳克干涉仪的作用)传输,振幅噪声减小了 5.7 dB。保偏光纤在 1550 nm 工作波长处表现为反常色散($\beta_2 = -19\ \mathrm{ps^2/km}$),色散长度约为 54 cm。非平衡的萨格纳克环由一个 82:18 的分束器构成,这使脉冲在两个方向上的强度差别很大。压缩的程度取决于脉冲能量,它决定了孤子阶数 N。从理论上讲,如果有合适的脉冲能量和光纤长度,那么压缩可以超过 10 dB[24]。和前面一样,孤子并不是必要条件,因为即便脉冲在光纤环的正常色散区传输,也观察到了 2.5 dB 的噪声压缩[51]。

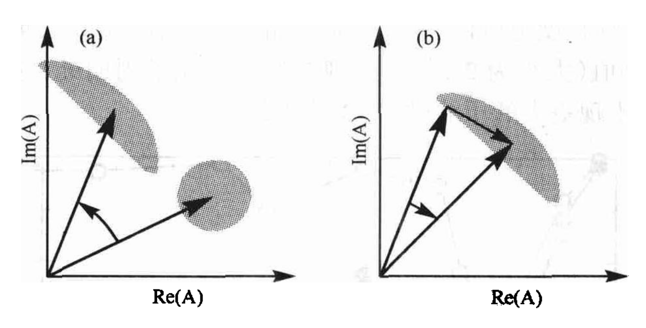


图 10.10 使用光纤干涉仪实现的振幅压缩[52]。(a) 自相位调制使噪声圆变成了椭圆;(b)由另一端口进入的场使该椭圆发生旋转

马赫-曾德尔结构最早是在 2001 年的实验中使用的[52],两个不同能量且相互正交偏振的 180 fs 脉冲,分别沿保偏光纤的两个主轴传输,然后用一个偏振分束器将它们复合在一起。在探测效率为 82% 的情况下,观察到振幅噪声被压缩了 4.4 dB(考虑到线性损耗并对其校正后为 6.3 dB)。后来的实验使用了微结构光纤(长度为 1 m 甚至更短)[55],但观察到的压缩被限制到 2.7 dB(考虑到光纤损耗并对其校正后为 4 dB)。

另一个实验使用了平衡的非线性萨格纳克干涉仪,它还能起到一个相敏光纤参量放大器的作用,其中泵浦和信号场以相反方向传输[58]。在这种情形下,振幅压缩是通过对噪声的参量衰减实现的,大小只有 0.6 dB,在考虑到探测效率并校正之后,也只有 1.4 dB。在这个实验装置中,两个正交偏振的脉冲同时入射到萨格纳克干涉仪中,从而抵消了在光纤中由导向声波布里渊散射引入的噪声。

正如在第 9 章中讨论的,微结构光纤通常用来产生超连续谱,这是通过在其中传输飞秒脉冲实现的。在时域上,高阶脉冲分裂为几个基阶孤子,由于脉冲内喇曼散射,频谱迅速发生红移[6]。正如预期的,振幅压缩可以通过对超连续谱进行适当滤波得到。在 2005 年的一个实验中[59],将波长为 810 nm 的飞秒脉冲入射到 30 cm 长的微结构光纤中,当脉冲能量接近 100 pJ 时,输出频谱被展宽到 300 nm。使用低通滤波器和高通滤波器都观察到了振幅压缩,最大值为

4.6 dB,如果考虑到探测损耗,校正后对应的压缩为 10.3 dB。大量的测量和数值模拟[60]显示,通过孤子分裂($N>2$)产生的喇曼频移基阶孤子,比那些 N 接近于 1 的脉冲表现出更大的压缩。事实上,最大的压缩是用能维持频谱红移最大的孤子的光学滤波器观察到的。

10.2.5 偏振压缩

近年来,一种称为偏振压缩的新型压缩引起极大关注[61~70]。偏振压缩的基本思想最早是在 1993 年提出的[61],它利用了三阶非线性效应的偏振相关特性,将表征光场偏振态(SOP)的某个斯托克斯参量的噪声降至标准量子极限以下。光场的偏振态通常用斯托克斯矢量表示,斯托克斯矢量的三个分量和光场的两个偏振分量 A_x, A_y 有以下关系

$$S_1=|A_x|^2-|A_y|^2 \qquad S_2=A_x^*A_y+A_y^*A_x \qquad S_3=i(A_y^*A_x-A_x^*A_y) \tag{10.2.13}$$

容易证明,这个矢量的大小与光场的总强度 $S_0=|A_x|^2+|A_y|^2$ 有关,并且无论光场的偏振态如何变化,它都保持不变。因此,通常用图 10.11(a)所示的邦加球上的斯托克斯矢量末端来表示这个偏振态。在图 10.11(b)所示的量子情形下,球面的厚度代表强度起伏,而以斯托克斯矢量末端为中心的小球代表了斯托克斯矢量中三个分量的起伏。任意一个分量中的噪声低于标准量子极限时,该小球就会变形,偏振压缩就会发生。

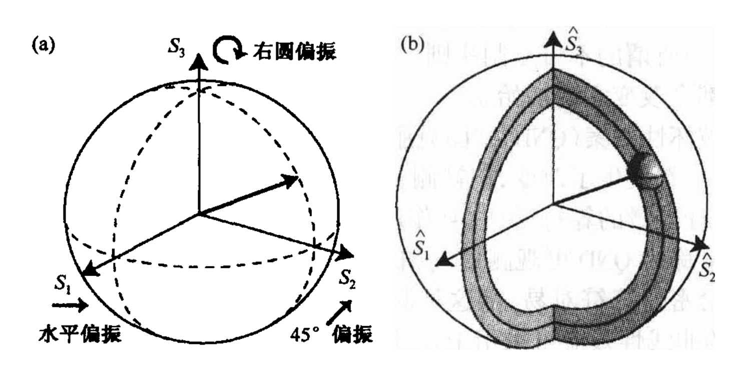


图 10.11 邦加球上的托克斯矢量[65]。(a) 经典情形;(b) 量子情形

在 2001 年的一个实验中,偏振压缩是通过把强光束和与之正交偏振的压缩真空态相干混合后实现的[63]。在另一个实验中[65],通过混合两个正交压缩的光束来产生偏振压缩,邦加球面上的小球变成了雪茄状或薄饼状的椭圆体,具体形状与两束光的正交压缩有关。该实验运用 $LiNbO_3$ 晶体作为光学参量放大器使两个连续光束产生压缩,结果 4 个斯托克斯参量中的 3 个同时实现了超过 3 dB 的压缩。

在 2002 年的一个实验中,光纤第一次被用来产生偏振压缩[67];到 2005 年已经可以产生 5.1 dB 的压缩[68],图 10.12 给出了实验装置图。首先把一个 130 fs 的脉冲分成两个正交偏振的脉冲,它们之间 $\pi/2$ 的延迟可以调节,然后将它们入射到一段 13.3 m 长的保偏光纤中,其偏振方向分别沿保偏光纤的两个主轴。由于光纤中的自相位调制,这两个脉冲都产生了振幅压缩。输出脉冲通过一个偏振分束器复合到一起,并通过调节它们之间的初始延迟使它们在时间上交叠,它们之间的相位差可以确保输出光是圆偏振的。这种情况下两个斯托克斯参量 $\hat{S}_1$ 和 $\hat{S}_2$ 的平均值为零,量 $\hat{S}_\theta=\cos\theta\hat{S}_1+\sin\theta\hat{S}_2$ 的起伏随 θ 的变化,可以通过旋转一个半波片并使用两个光电探测器来测量。在合适的实验条件下,压缩可以达到 5.1 dB。如果考虑到损耗和探测效率,那么该值对应的最大压缩量可以达到 8.8 dB。

为理解偏振压缩是如何依赖于输入参量(如脉冲能量)的,发展了偏振压缩的量子理论[69]。在最近的研究中[70],通过用相空间法求解量子非线性薛定谔方程(10.1.23)来预测偏振压缩的大小,结果与图 10.12 所示的实验数据吻合得很好。

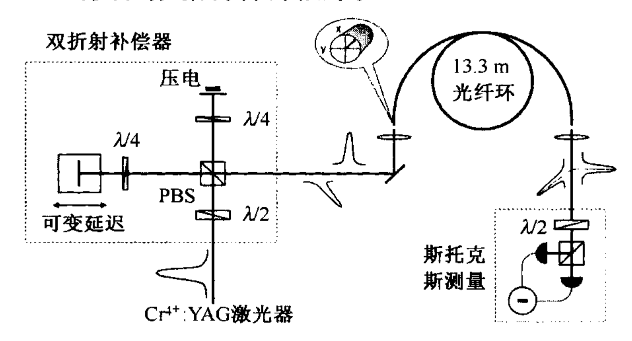


图 10.12 在 13.3 m 长的光纤环中偏振压缩的实验装置图[68]

10.3 量子非破坏性方案

量子力学有一个基本的限制,即对任意一个物理量的测量都会影响到整个系统的量子态,除非系统处在那个物理变量的本征态上,这样就破坏了系统的初始态。这个特性是因为海森伯不确定关系,也是因为所谓的不可复制法则,即一般的量子态不可能被完美复制,因为任何尝试复制量子态的行为都会改变它的初始态[71]。

人们用量子非破坏性方案(QND)试图克服这个基本限制,该方案要确保在对一个物理变量进行测量时,尽管量子态发生了改变,但被测变量可以不受那个测量的影响[72]。这个要求被满足的前提是,那个物理变量的算符 $\hat{O}$(在互作用表象中)在 $t' > t$ 时满足$[\hat{O}(t), \hat{O}(t')] = 0$。以这种方式演化的变量称为 QND 可观测量(QND observable)[23],如果算符 $\hat{O}$ 与描述那个变量和测量系统之间耦合的哈密顿算符对易,则这种测量称为反作用规避测量(back-action evading measurement)。光纤中的非线性效应可以用于各种 QND 测量[73~79]。

10.3.1 通过孤子碰撞的 QND 测量

光纤中, QND 可观测量的一个简单例子是光脉冲的光子数。在经典理论中,只要光纤损耗可以忽略,即使脉冲的振幅、相位和频谱都发生显著改变,色散和非线性效应也不会影响一个脉冲中所包含的光子数。这个特性对于量子非线性薛定谔方程(10.1.6)也是适用的,因为光子数算符 $\hat{N}_p$ 与式(10.1.12)中的哈密顿算符是对易的。

与经典情形类似,当脉冲的两个参量 T_0 和 P_0 满足关系 $N = 1$ 或 $\gamma P_0 T_0^2/|\beta_2| = 1$ 时,量子非线性薛定谔方程允许脉冲以基阶孤子传输。但是,正如在 9.1.4 节中看到的,与经典情形相比,由于量子噪声的影响,孤子的参量[如能量、相位、位置和动量(与孤子频率有关)等]会发生起伏[18]。然而,式(10.1.28)定义的光子数算符 $\hat{N}_p$ 是一个 QND 可观测变量,这使得对光子数进行测量时不会对其值造成影响。当然,这样的测量会影响它的共轭变量——相位。

1989 年,提出用孤子碰撞的方法来进行光子数的 QND 测量[18]。孤子碰撞是指用一个不同波长的探测孤子碰撞另一个孤子,由于两个孤子的传输速度不同,因而就可以让它们在光纤中进行碰撞。众所周知,这样的碰撞除了使两个孤子的相位和时域位置产生位移外,不会改变它们的其他特性[6]。探测孤子的碰撞感应的相移取决于正在进行 QND 测量的信号脉冲中所包含的光子数,这个相移在 1992 年的实验中就利用干涉法测量出来了[75]。

图 10.13 给出了该实验的装置图[75]。除了信号脉冲和探测脉冲外，还将一个参考脉冲入射到 400 m 长的光纤中，同为 3.6 ps 宽的探测脉冲和参考脉冲之间分开了 30 ps，2.6 ps 的信号脉冲处在二者之间，与那两个脉冲的波长差是 5.7 nm。在光纤输出端，使用光栅把信号脉冲从探测脉冲和参考脉冲中分离出来，此时最初相同的探测脉冲和参考脉冲的相位不再相同，这是由于探测脉冲被施加了信号脉冲感应的相移。这个相位差可以用马赫-曾德尔干涉仪测量，进而实现了对光子数的间接测量。通过测量信号脉冲的散粒噪声并与相位测量相关，证实了这种测量的 QND 特性。在后来的实验中[78]，通过对光子数的两次连续测量也证实了这种测量的 QND 特性。第一次测量使系统的量子态受到破坏，使之无法回到本征态，但这并不影响第二次对光子数的测量。

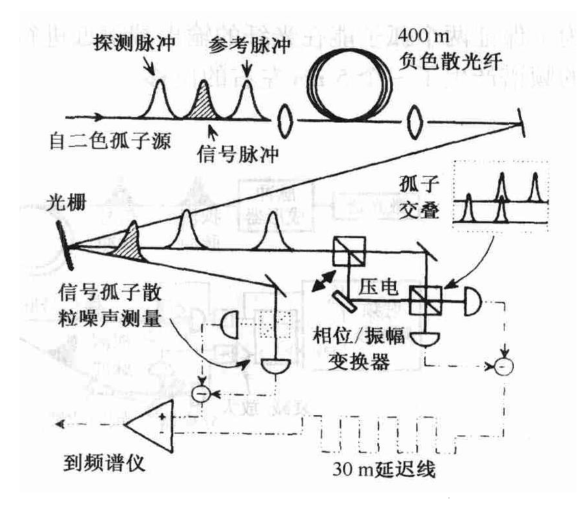


图 10.13 通过测量探测孤子与信号孤子碰撞时感应的相移进行光子数 QND 测量的实验装置图[25]

有几个因素影响了这种 QND 测量的准确性。一个明显的噪声源是自相位调制效应，它影响了在光纤中传输的探测脉冲的相位[76]。自相位调制把振幅起伏转化为相位噪声，这会影响对任何碰撞感应的相移的测量。另一个潜在的噪声源是导向声波布里渊散射。这两种噪声源都可以通过相移腔来降低[77]，其基本思想首先用在了压缩实验中[27]。相移腔基于这样的事实：噪声测量通常是在相对信号载波频率有一个偏移的频率处完成的，由于这一频移，光腔在平均场和它的起伏之间引入了一个相对相移。

10.3.2 通过频谱滤波的 QND 测量

10.2.4 节讨论的频谱滤波方法也可以用来进行 QND 测量[79]。在这种方法中，没有使用干涉仪测量碰撞感应相移，而是用光学滤波器量化碰撞感应的频谱变化。图 10.14 给出了通过数值解非线性薛定谔方程得到的两个基阶孤子在光纤中碰撞时的时域和频域演化。如图 10.14 所示，当这两个孤子发生碰撞时，它们的频谱都发生了位移，这种频谱位移可以用来进行光子数的 QND 测量。

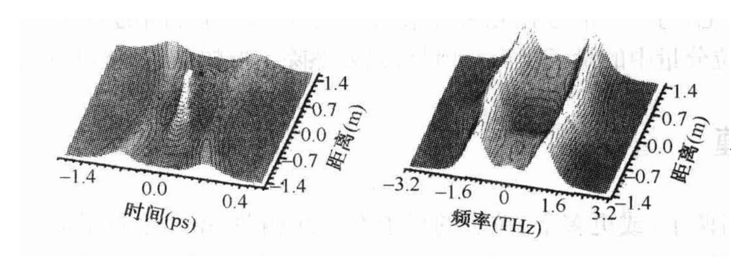


图 10.14 数值模拟的两个基阶孤子在光纤中碰撞时的时域和频域演化[79]

图 10.15 是 2002 年测量碰撞感应的频谱变化的实验装置图[79]，与图 10.13 不同的是，它不需要使用参考脉冲。由于这个原因，只有信号脉冲和探测脉冲（宽度都为 200 fs）入射到保偏光纤中，并且它们在时域和频域上适当分开。小心选择初始脉冲间隔和 6.3 m 的光纤长度，都是

为了保证两个孤子能在光纤的输出端附近进行碰撞。碰撞的结果是,由于交叉相位调制,它们的频谱产生了一个 5 nm 左右的位移。

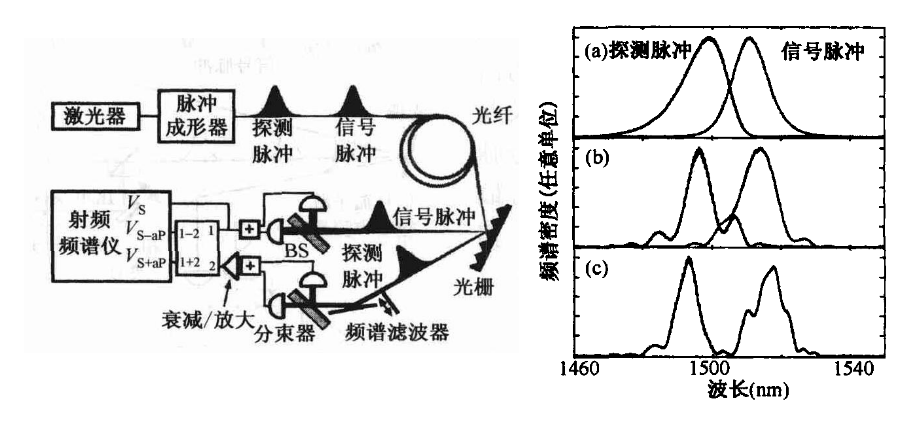


图 10.15 通过测量探测孤子与信号孤子碰撞感应的频移,进行光子数 QND 测量的实验装置[79]

信号脉冲和探测脉冲的频谱如图 10.15 所示,其中图 10.15(a)、图 10.15(c)和图 10.15(b)分别是光纤输入端(碰撞前)、输出端(碰撞后)和两个脉冲独自传输时的频谱。本实验中,用光栅将信号脉冲和探测脉冲分开,探测脉冲传输路径上的刀口起低通滤波器的作用。两个平衡的探测器用来测量信号脉冲和探测脉冲的振幅起伏。可以看出,两个脉冲的振幅起伏之间有很强的负相关。从物理意义上讲,信号脉冲光子数的增加,会增强交叉相位调制感应的频谱位移,结果使滤波后的探测脉冲的损耗增加。对实验数据的详细分析表明,本实验中 QND 测量所需的条件是满足的。

QND 现象与反作用规避测量有关。反作用规避测量就是测量仪器的反作用仅能影响正在测量变量的互补变量[80~83],这种测量可以用于量子擦除。量子擦除的基本思想可如下理解:在杨氏双缝实验中,如果想知道光子穿过的是哪个狭缝,那么干涉条纹就会被破坏。但是,即使光子已经穿过了狭缝,如果"哪个狭缝"的信息被擦除掉了,那么干涉条纹就可以被恢复。

最近,连续变量量子擦除引起极大关注[84~86]。考虑用两个共轭正交变量(振幅和相位)表征的一束光,假如这束光与一个对这束光的振幅进行反作用规避测量的量子标记相混合,在相位分量中就会产生过剩噪声。但是,如果它的振幅信息在读取之前被擦除,那么就可能通过把光束和标记在输出端相关来恢复相位信息。在 2004 年的一个实验中[85],用波长为 1530 nm 的振幅压缩光脉冲作为标记,与一个信号在光束分束器中混合。二者之间的 QND 互作用改变了振幅分量,增大了信号相位分量中的量子噪声。但是,只要擦除了振幅信息,就可以恢复相位信息。

10.4 量子纠缠

量子纠缠就是指两个(或更多个)粒子的量子态彼此相关,每一个粒子的量子态都依赖于另一个粒子,即使它们被分开了一个很大的距离[87~89]。结果,对其中一个粒子的测量,会同时影响到与它纠缠的另一个粒子。乍一看,这违背了狭义相对论,但是量子纠缠并不允许经典信息的传输速度超过光速。近年来,量子纠缠备受关注,因为它在新兴领域有很多应用,如量子计算、量子隐形传态和量子密码学[90~93]。

在光学领域,更受关注的是两个甚至更多个光子的纠缠。在 1972 年的实验中使用纠缠光

子论证它违背了贝尔不等式,由此证明了纠缠的存在[94]。从此,连续光束和光脉冲被应用在了很多量子实验中[89~93]。这一节重点给出其中一些用到光纤非线性效应的实验。

10.4.1　光子对的产生

在应用纠缠光子之前,首先需要一个光源来产生它们。历史上,纠缠光子对最早是通过自发参量下变频过程产生的,它利用了非线性晶体中的二阶极化率[95~98]。非线性过程把一个能量为$\hbar\omega_p$的泵浦光子分裂成了两个,它们的频率满足能量守恒关系 $\omega_s + \omega_i = \omega_p$,重要的是,每一个光子对里的两个光子是同时产生的[96]。因此,如果在一个特定的时隙内探测到一个光子,则在那个时隙里保证有第二个光子存在,即使这两个光子已经离得很远。

在2001年的一项研究中[99],对利用光纤中的自发四波混频来产生纠缠光子对进行了分析,四波混频现象已在一些实验中得到应用[100~109]。这种方案的主要优点是,光子对直接在单模光纤的基模中产生。光纤中的四波混频这种非线性现象利用了三阶极化率,两个泵浦光子把它们的能量传递给了两个新光子,并满足能量守恒关系 $\omega_s + \omega_i = 2\omega_p$。也可以使用双泵浦方案,这时参与四波混频过程的两个泵浦光子是不同的,它们从两个不同的激光器中产生[6]。在这两种情形中,每个信号-闲频光子对中的两个光子从量子意义上讲是相关的,因为它们是同时产生的。

10.2.4节给出的方程(10.2.2)和方程(10.2.3),也适用于同时产生的光子对。特别是,式(10.2.4)和式(10.2.5)给出的解析解表明了信号场算符和闲频场算符在光纤中的演化过程。对于光子对产生的情形,只要保持输入泵浦功率足够低并在整个光纤长度 L 上满足条件 $gz \ll 1$,就可以避免自发四波混频。在典型情况下,$gL = 0.1$ 甚至更小。在光纤输出端,信号场和闲频场的平均光子数为

$$\bar{N}_s = \langle \hat{a}_s^\dagger(L)\hat{a}_s(L)\rangle \qquad \bar{N}_i = \langle \hat{a}_i^\dagger(L)\hat{a}_i(L)\rangle \tag{10.4.1}$$

因为无论是信号场还是闲频场,都不会在光纤的输入端出现,式(10.4.1)中的平均是关于真空态的。信号光子和闲频光子之间的量子相关度用参量 C_q 表征,C_q 的定义为

$$C_q = \frac{\langle \hat{a}_i^\dagger(L)\hat{a}_s^\dagger(L)\hat{a}_s(L)\hat{a}_i(L)\rangle}{\bar{N}_s\bar{N}_i} - 1 \tag{10.4.2}$$

这个量在实验上是通过真实值符合率和偶然值符合率的比值来测量的。

在2001年的一个实验中,首次证明了通过四波混频产生的信号光和闲频光是量子相关的[100]。不久之后,用同样的方法产生了光子对[101]。研究发现,自发喇曼散射通过增加偶然符合率,使参量 C_q 的值大大减小。减小的程度取决于泵浦光和信号光之间的频率差 $\Delta\nu$,当 $\Delta\nu$ 接近13.2 THz时(此时喇曼增益最大)减小程度最大。但是由于喇曼增益的宽带宽特性,当 $\Delta\nu$ 为5 THz时 C_q 也有明显的下降。

在2004年的一个实验中,选取 $\Delta\nu = 1.25$ THz来降低自发喇曼散射的影响[102]。实验装置如图10.16所示,其中FPC,HWP,QWP,G和P分别代表光纤偏振控制器、半波片、1/4波片、光栅和检偏器。四波混频在包含300 m色散位移光纤(DSF)的非线性光纤环形镜(或萨格纳克干涉仪)中产生,这样有助于把大部分未被利用的泵浦光(5 ps的脉冲)反射回光纤环的输入端口。任何从输出端口泄漏的泵浦光子被两个光栅反射回去,这两个光栅把信号光和闲频光分别引导到两个工作在门控盖革模(Gated-Geiger mode)的InGaAs雪崩光电二极管(APD)中。APD之前的检偏器反射掉了正交偏振的光子对,从而降低了自发喇曼散射的影响。采取这些预防措施,实验中 C_q 的值接近于10[102]。

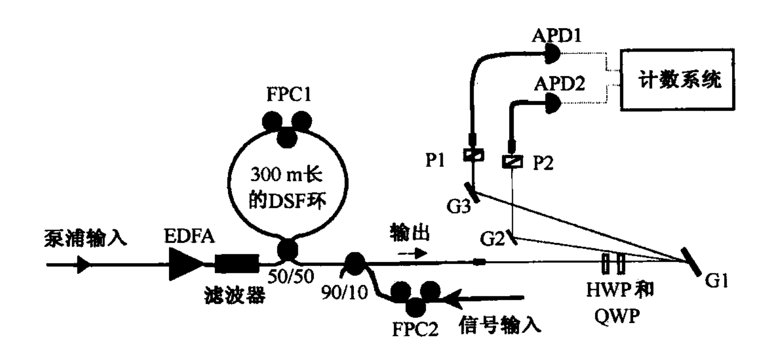


图 10.16 通过光纤中的四波混频产生光子对的实验装置图[102]

自发喇曼散射现象产生了斯托克斯光子和反斯托克斯光子,光子的数量不仅取决于泵浦功率和频率差 $\Delta\nu$,也取决于按下式随温度变化的声子数密度:

$$n(\Delta\nu) = [\exp(h\Delta\nu/k_B T_f) - 1]^{-1} \tag{10.4.3}$$

式中,k_B 是玻尔兹曼常数,T_f 是光纤绝对温度。因此,减小自发喇曼散射影响的一个简单的方法就是用液态空气把光纤冷却到 80 K 以下,这正是在 2005 年的实验中所采用的方法[103]。图 10.17 给出了实验装置图,其中 IM,PC,FBG,AWG 和 TIA 分别代表强度调制器、偏振控制器、光纤布拉格光栅、阵列波导光栅和时间间隔分析仪。首先调制波长为 1551 nm 的连续光,产生重复频率为 100 MHz 的 100 ps 脉冲,然后通过一台 EDFA 对脉冲进行放大并用滤波器滤掉 EDFA 的噪声,最后入射到被冷却至液氮温度的 500 m 长的 DSF 中。DSF 的零色散波长与激光波长相吻合,这可以保证四波混频过程的相位匹配。

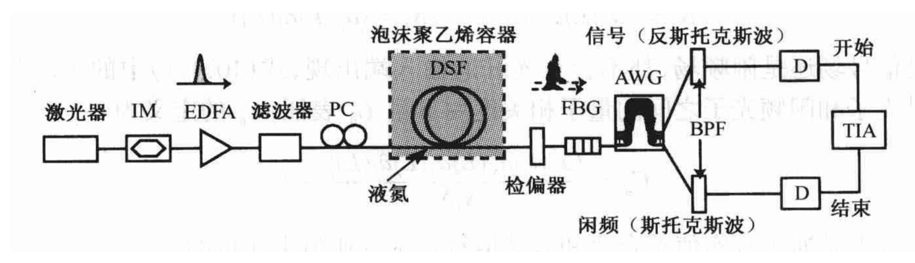


图 10.17 通过光纤中的四波混频产生光子对的实验装置图[103]

通过四波混频产生的光子对经过一个检偏器和一个光栅,光栅把残余的泵浦光反射回去。输出光经过一个阵列波导光栅后,将频率间隔为 400 GHz 的信号光子和闲频光子从不同的端口输出。两个带通滤波器(BPF)选出位于其带宽内的信号光子和闲频光子,并把残余的泵浦光子反射回去。两个工作在门控盖革模的 APD(雪崩光电二极管)作为光子计数器,它可以测量信号光子和闲频光子的光子通量和符合率。图 10.18(a)比较了室温(叉线表示)和 77 K 温度(方块表示)下 C_q 的测量值随闲频光子通量的变化关系,并用虚线给出了没有自发喇曼散射感应的劣化的理想情况。通过冷却光纤,在低泵浦功率下就可以实现 C_q 值接近 30。图 10.18(b)给出了冷却光纤(方块表示)和未冷却光纤(叉线表示)两种情况下每个泵浦脉冲中包含的平均光子对的数目随泵浦脉冲峰值功率的变化,在冷却光纤的情况下 C_q 值略有下降是因为此时光纤损耗增加了0.9 dB[103]。然而,本实验中当泵浦脉冲重复频率为 100 MHz 时,每秒钟能产生几百万个光子对。

一些实验利用光子晶体光纤或微结构光纤来产生光子对[104~109]。由于这种光纤的纤芯很细,纤芯内光强很大,因此可以使光纤长度减小到 10 m 以下。但是这种光纤的零色散波长接近

800 nm,因此要求泵浦激光器也必须工作在这个频谱范围。在 2004 年的一个实验中[104],用 749 nm 波长(接近零色散波长)的 3 ps 脉冲泵浦一段 5.8 m 长的微结构光纤,使用光栅选择波长为 736 nm 和 761 nm 的光子对。自发喇曼散射产生的偶然计数使 C_q 值限制在较低水平。在另一个实验中[109],用波长为 737.5 nm 的 4 ps 脉冲泵浦 1.8 m 长的微结构光纤,以 37.6 kHz 的频率产生波长为 688.5 nm 和 798.8 nm 的相关光子对。虽然自发喇曼散射依然是限制因素,但 C_q 的测量值可以达到 10。

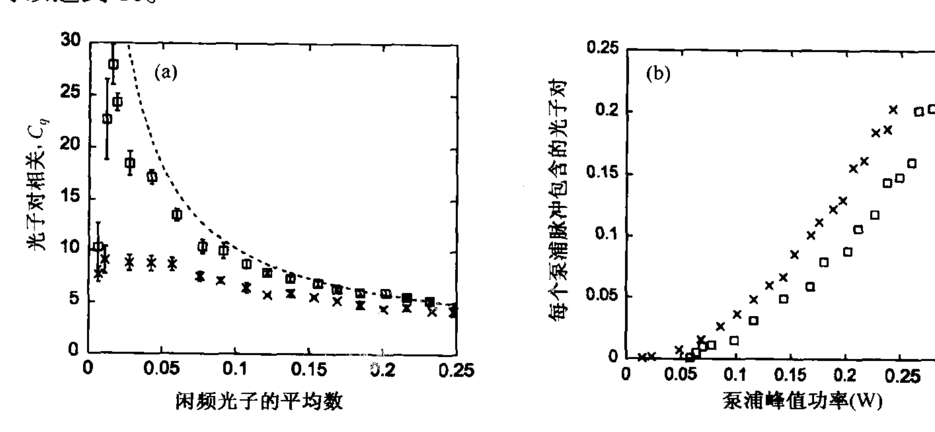


图 10.18 (a) 室温和 77 K 温度下光子对相关随闲频光子通量的变化;(b) 每个泵浦脉冲的平均光子对数随泵浦脉冲峰值功率的变化[103]

一些文献详细分析了自发喇曼散射感应的光子对相关的劣化程度[110~112]。如前所述,冷却光纤能条件声子数,从而降低了自发喇曼散射的影响。使用双折射光纤可以使四波混频过程满足相位匹配条件,产生与泵浦光正交偏振的光子对。由于自发喇曼散射产生的光子与泵浦光子几乎是同偏振的,因而它对光子对相关的影响大大降低[111]。图 10.19 比较了在光子对与泵浦光子平行偏振(虚线)或正交偏振(实线)两种情形下,只考虑四波混频以及同时考虑四波混频和自发喇曼散射时,所预测的 C_q 值随泵浦-信号频率差 $\Delta\nu$ 的变化[112]。由图 10.19 可见,C_q 值在 5 THz ~ 15 THz 频率范围有显著的改善,在正交偏振情形下,即使 $\Delta\nu$ 接近喇曼增益峰,C_q 值接近 50 也是可能的。如果自发喇曼散射不影响四波混频产生的光子对,并且泵浦功率保持在低位以保证 $\gamma P_0 L = 0.1$,则 C_q 的理论值应该大于 100。

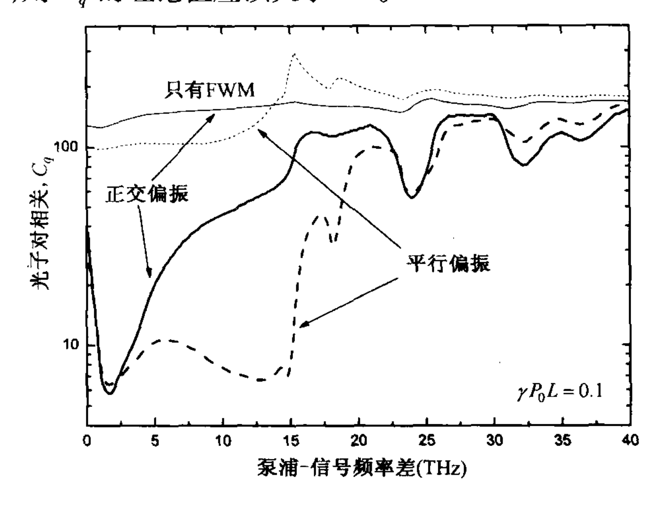


图 10.19 当光子对与泵浦光子平行或正交偏振时,预测的光子对相关随 $\Delta\nu$ 的变化[112]



微结构光纤提供了另一种避免自发喇曼散射的机制。如果泵浦波长位于光纤正常色散区，那么这种光纤的色散特性可以使四波混频过程实现相位匹配，信号光频率和闲频光频率与泵浦光频率相差 25 THz 以上[6]。由于喇曼增益在频率差 $\Delta\nu$ 接近于 13 THz 时达到峰值，而在 $\Delta\nu > 25$ THz 时几乎为零，因此这种条件下自发喇曼散射的影响可以忽略。这种方法在 2005 年的一个实验中被采用[105]，该实验采用零色散波长为 1065 nm 的光子晶体光纤，用处于正常色散区的 1047 nm 的光泵浦，产生了波长为 839 nm 和 1392 nm 的相关光子对，频率差 $\Delta\nu$ 超过 40 THz。在另一个实验中[108]，用 708.4 nm 波长的 4 ps 脉冲泵浦零色散波长为 715 nm 的微结构光纤，结果以每秒 10^7 个光子对的速度产生了波长为 587 nm 和 897 nm 的光子对，没有观察到自发喇曼散射感应的劣化。在较低的泵浦功率下，C_q 的测量值接近 40。

如前所述，两个不同波长的泵浦光也可以用于光纤中的四波混频[6]。这种情况下，参与四波混频过程的 4 个光子的频率满足能量守恒条件 $\omega_s + \omega_i = \omega_l + \omega_h$，其中 ω_l 和 ω_h 是泵浦频率。当然，四波混频的发生还必须满足相位匹配条件(也就是动量守恒)。对于光子对产生的情形，自发四波混频发生在满足相位匹配条件的特定信号光和闲频光频率下。

使用双泵浦结构有几个好处。例如，当使用单泵浦时，信号光和闲频光频率位于泵浦光的两侧，组成光子对的信号光子和闲频光子要根据它们的频率进行区别，但在一些应用中可能会需要两个相同频率的光子组成纠缠光子对。如果相位匹配条件要求信号光和闲频光的频率恰好位于两泵浦光频率的中间，那么采用双泵浦结构就很容易实现，即 $\omega_s = \omega_i = (\omega_l + \omega_h)/2$。2005 年的一个实验就使用了这种双泵浦结构[106]，其中两个泵浦光的波长分别是 833 nm 和 837 nm，间隔仅为 4 nm。当它们入射到 1.5 m 长的微结构光纤中时，在 250 mW 峰值泵浦功率下，835 nm 波长的信号光子和闲频光子表现出的符合计数率是偶然符合计数率的 8 倍($C_q = 8$)。

使用两个泵浦也可以产生偏振态不同的信号光子和闲频光子。图 10.20 给出了三种四波混频配置[112]，其中两泵浦是正交偏振的。每种情形下信号光和闲频光也是正交偏振的，这是角动量守恒的要求。每种情形下信号光子和闲频光子的频率既可以不同，也可以相同。例如，在图 10.20(c)所示的情形中，每一光子对中的两个光子在频率上是简并的，但是它们的偏振是可区别的。当需要光子对表现出偏振纠缠时，就希望满足这个条件，下一节将讨论有关内容。

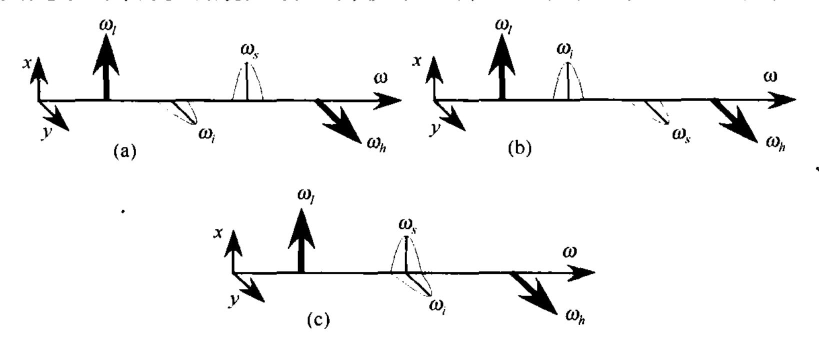


图 10.20 由频率不同的两正交偏振光泵浦的三种四波混频的配置[112]

10.4.2 偏振纠缠

很多量子应用要求表现为偏振纠缠的光子对，为此发展出了几种基于非线性晶体中的参量下转换技术[113~115]。有些技术通过光纤中的四波混频形成的信号-闲频光子对来产生偏振纠缠，这样就构成了全光纤偏振纠缠光子源[116~122]。

当使用单泵浦时，光纤中的四波混频产生的信号光子和闲频光子组成光子对，它们与泵浦

光有相同的偏振态(或者与泵浦光正交偏振)。为了产生偏振纠缠,两个光子应是正交偏振的。在一个相对简单的偏振分集方案中[116],用偏振分束器(PBS)构成图10.21所示的光纤环,输入泵浦脉冲以45°角线偏振,这样两正交偏振的泵浦脉冲就从相反的方向进入光纤,图中的 V 和 H 分别代表垂直和水平的偏振态。每一个泵浦脉冲都产生与它同偏振的信号光子和闲频光子,并且与它同方向传输。在光纤输出端,两组光子对被PBS复合到一起,产生偏振纠缠光子对。

为更清楚地看到以上方案是如何产生偏振纠缠的,我们把两个泵浦脉冲的偏振态分别记为水平(H)和垂直(V),这两个脉冲产生的光子对的量子态可记为 $|H\rangle_s|H\rangle_i$ 和 $|V\rangle_s|V\rangle_i$。如图10.21所示,当这两个量子态进入PBS后,从PBS输出的就是这两个乘积态的叠加,结果产生了偏振纠缠态。这里的光纤环并没有起到萨格纳克干涉仪的作用,但它提供了产生偏振纠缠所需的两个基本功能。第一,光纤环沿相反方向传输两个泵浦脉冲,从而把它们的传输路径分开,这也有利于消除两个乘积态之间的路径差异。第二,它使 $|H\rangle_s|H\rangle_i$ 和 $|V\rangle_s|V\rangle_i$ 之间的相对相位不是0就是 π,这两个值都能产生最大化的纠缠态。事实上,实验观察到了可见度大于90%且偏离贝尔不等式7个标准差的重合条纹,而且即使用20 km长的光纤将两个光子对分开,它们之间的量子相关依然保持着[116]。

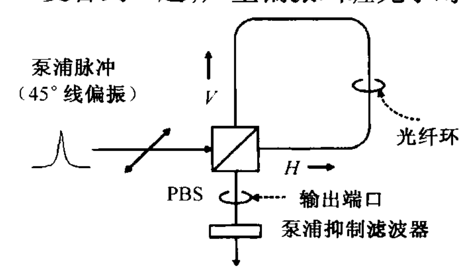


图10.21 一种适合于产生偏振纠缠光子对的四波混频配置[116]

在2005年的一个实验中,采用图10.22所示的另一种方法来产生偏振纠缠[117]。泵浦脉冲依然被分为 H 分量和 V 分量,但是在这两个分量之间引入时间延迟 T_d 后,它们在光纤中以相同方向传输。四波混频产生量子态为 $|H\rangle_s|H\rangle_i$ 和 $|V\rangle_s|V\rangle_i$ 的光子对,它们以时间 T_d 分开。两正交光子对之间这一可区别的时间延迟在它们通过长度合适的双折射光纤后会消除,因为在这种光纤中,两正交偏振脉冲的传输速度会有一些差异。如果 v_{gx} 和 v_{gy} 分别代表沿光纤慢轴和快轴的群速度,那么光纤长度应该满足条件 $L_f=\frac{1}{\sqrt{2}}(v_{gx}^{-1}-v_{gy}^{-1})T_d$,这时两个量子态在时域上的交叠就会产生偏振纠缠态 $|H\rangle_s|H\rangle_i+e^{i\phi}|V\rangle_s|V\rangle_i$,其中 ϕ 是两个乘积态之间的相对相位差。

2005年的一个实验实现了图10.22所示的构想[117],它在两个正交偏振的泵浦脉冲之间引入了30 ps的延迟。通过调节两组光子对之间的相对相位 ϕ 来产生下面4个贝尔态:

$$|\Psi^{\pm}\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}\Big(|H\rangle_s|H\rangle_i\pm|V\rangle_s|V\rangle_i\Big)\qquad|\Phi^{\pm}\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}\Big(|H\rangle_s|V\rangle_i\pm|V\rangle_s|H\rangle_i\Big)\tag{10.4.4}$$

实验中重合条纹可见度大于90%,并观察到偏离了贝尔不等式10个标准差。在后来的实验中[118],使用25 km长的光纤将偏振纠缠光子对存储了125 μs,而且即使这样的光子对被分开50 km,测量到的双光子条纹可见度依然接近86%,这说明偏振纠缠在如此长的距离中几乎被完全保留下来。

最近的几个实验进一步改善了纠缠光子对的质量。2006年的一个实验采用偏振分集方案[119],将分开为 H 分量和 V 分量的5 ps泵浦脉冲从相反方向入射到30 m长的色散位移光纤中,泵浦和信号之间的频率差非常小(约为0.5 THz);为降低自发喇曼散射的影响,光纤被冷却到77 K。结果,符合计数与偶然符合计数的比超过了100,双光子干涉可见度大于98%。后来的实验使用同样的方法,通过两个波长差为10 nm的脉冲泵浦光纤,结果在频率几乎相同的两

个光子之间产生了偏振纠缠[120]。在这两个实验中,泵浦光、信号光和闲频光都在1550 nm的频谱区域,因为在这一区域光纤的损耗最小。这样,纠缠光子对可以被分开到一个可观的距离上,而对纠缠质量不会造成太大影响。在这个频谱波段内,还实现了可集成的光纤偏振纠缠光子对源[121]。

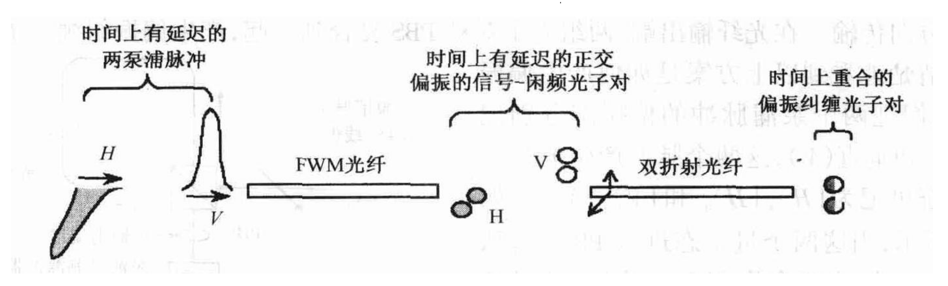


图 10.22　一种用来产生偏振纠缠光子对的方法[117]

如前面所述,如果用波长不同的两正交偏振泵浦感应的自发四波混频,偏振纠缠光子对也可以单次通过光纤产生。在这种情形下,构成光子对的信号光子和闲频光子以正交偏振方式自动产生,如图10.20所示。在合适的相位匹配条件下,这两个光子在频率上还可以是简并的。最近的一项研究详细分析了图10.20中的三种方案[112]。偏振纠缠用对贝尔不等式的偏离来量化,$|S|\leqslant 2$,其中 S 是由 Clauser 等人引入的参量[123],它通过改变4个偏振角来测量。结果显示,只要通过控制自发喇曼散射使偶然符合最小,对较宽的脉冲和光纤参量取值范围 $|S|$ 可以超过2。

用光纤产生偏振纠缠存在的问题是,由于光纤中存在残余双折射,因而信号光子和闲频光子的偏振态会以随机方式沿光纤变化。这个问题可以用图10.23所示的方案解决,其中IF和DSF分别代表干涉滤波器和色散位移光纤,法拉第镜(FM)用来抵消光纤中不希望的偏振变化。该方案使产生偏振纠缠光子对的无需准直的全光纤源得到了发展[122]。该实验使用400 m长的色散位移光纤来产生四波混频,利用3个法拉第镜将具有相对时间延迟的两个正交偏振的泵浦脉冲注入光纤中并产生偏振纠缠,法拉第镜是一个非互易的光学器件,入射光经它反射后其偏振态与输入偏振态正交。普通光纤不能保持在其中传输的脉冲的偏振态,但借助于法拉第镜就可以解决这一问题,只要脉冲在光纤中往返一次,某个方向的偏振改变都会在一次往返中被自动补偿掉。两个泵浦脉冲产生的光子对的量子态 $|H\rangle_s|H\rangle_i$ 和 $|V\rangle_s|V\rangle_i$ 在时间上是分开的,但是当偏振态已经发生反转的泵浦脉冲在同一光纤中返回时,这种时间可辨别性就不复存在了。在没有对光纤进行冷却的情况下,观察到双光子干涉条纹的可见度达到了92%。

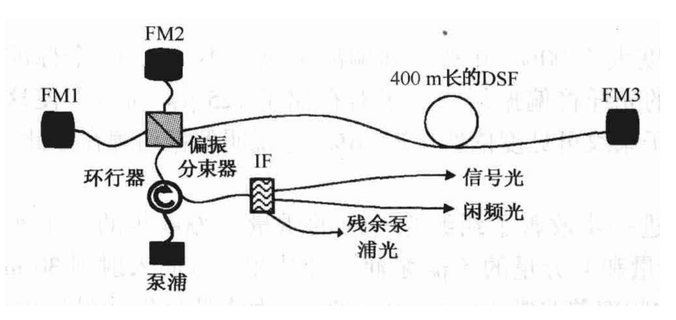


图 10.23　一种用来产生偏振纠缠光子对的实验装置[122]

10.4.3 时间(time-bin)纠缠

纠缠光子对的应用很广泛,例如量子密码学、量子计算和量子隐形传态等[90~93]。但是,只产生这样的光子对还是不够的。在不破坏光子对纠缠的前提下,应能把它们分布在较长的距离上。实际应用中,光纤网络有可能用于此目的。由于光纤网络工作在 1550 nm 附近,光子对源也应该能在这个频谱区域产生光子对,利用光纤中的非线性效应实现的光子对源就属于这种情形。但是,当利用偏振纠缠时产生了一个问题,偏振纠缠光子对在光纤中传输时存在偏振模色散,它不仅引起退相干,而且会限制传输距离。

为了解决这个问题,提出了时间纠缠[124]。在这种方案中,每个光子对能占用两个时隙,当这两个几率叠加时就会产生纠缠。信号光子和闲频光子的时间纠缠已经被几个实验采用,结果表明光子对可以分布在数十千米的光纤中,而不会造成纠缠严重劣化[125~127]。

基于光纤的纠缠光子源在 2005 年的一个实验中首次应用,该实验在不使量子相关程度变差的情况下,把纠缠光子分布在 20 km 长的标准光纤上[126]。由于自发喇曼散射的影响,该实验中偶然符合的数值相当大。为解决这个问题,在后来的实验中光纤被冷却至液态空气的温度。

图 10.24 给出了采用的实验装置[127],其中用 $LiNbO_3$ 调制器调制波长为 1551 nm 的连续光,产生脉宽为 100 ps 且脉冲间隔为 1 ns 的双脉冲,将它们放大并滤波后入射到一段 500 m 长的色散位移光纤中,光纤被盘成卷放在装有液氮的容器里。每个泵浦脉冲通过光纤中的自发四波混频产生自己的光子对。结果光纤输出端的时间纠缠态是下面的叠加态的形式:

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_s|1\rangle_i \pm |2\rangle_s|2\rangle_i) \tag{10.4.5}$$

式中,$|1\rangle$和$|2\rangle$代表了两个时隙中的量子态。相对相位ϕ取决于泵浦相位(四波混频情形中$\phi = 2\phi_p$),并且在比连续激光器的相干时间(本实验中约为 10 μs)短的时间间隔内不发生很大变化。

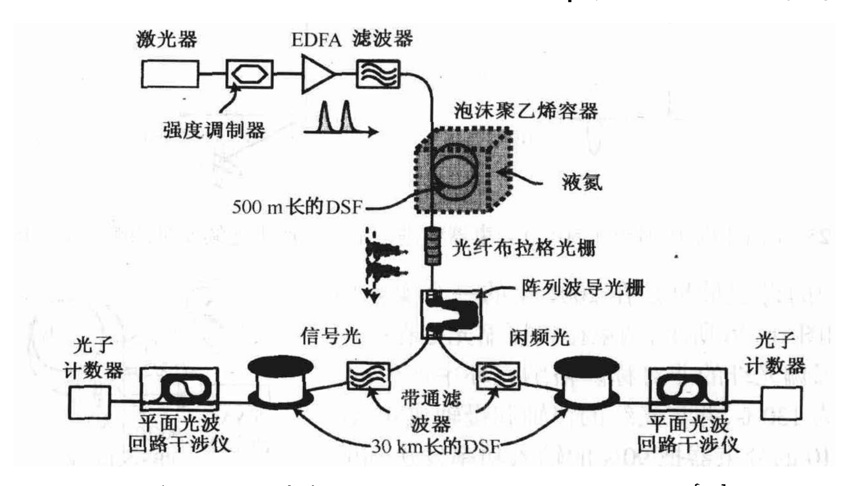


图 10.24 用来产生和分配时间纠缠光子的实验装置[127]

图 10.24 中的光纤布拉格光栅用来反射泵浦光子,阵列波导光栅用来把信号光子和闲频光子的频率分开 0.8 THz(约为 6.4 nm),用两段 30 km 长的光纤把信号光子和闲频光子分开 60 km。在 2006 年的一个实验中,用非对称的马赫-曾德尔干涉仪来消除两组光子对之间的时间可辨别性,该干涉仪由石英波导组成并采用平面光波技术制造[127]。干涉仪两臂的长度差要非常精确,以保证其中一组光子对被延迟 1 ns,从而与另一组光子对在时间上交叠。两个工

作在门控盖革模的雪崩光电二极管用来测量符合率。冷却光纤能明显改善双光子干涉条纹的可见度,即使没有消除偶然符合,经过 60 km 长的光纤后可见度依然超过 75%。

10.4.4 连续变量纠缠

对于偏振纠缠和时间纠缠而言,纠缠态是用具有两个离散的可能值(两个偏振态或两个截然不同的时隙)的量子变量构建的。连续变量纠缠是指用连续变量,如光的振幅或相位来产生纠缠,这种类型的纠缠最早是在 2001 年的实验中用光纤实现的[128],从此就引起了极大关注[129~134]。

这种方案的基本思想如图 10.25 所示[133]。首先用 10.3 节中介绍的方法,通过光纤中的自相位调制产生两个振幅压缩脉冲,如果对它们引入一个相对相位 θ 后,再迫使它们在分束器中产生干涉,那么透射脉冲和反射脉冲就会表现出连续变量纠缠,有时候也称之为爱因斯坦–波多尔斯基–罗森纠缠(Einstein-Podolsky-Rosen entanglement)[135]。这种纠缠源于两个压缩态的叠加,它与光子对纠缠有很大的不同,因为这种纠缠的每个脉冲中都包含大量光子。最大的纠缠发生在 $\theta=\pi/2$ 处。

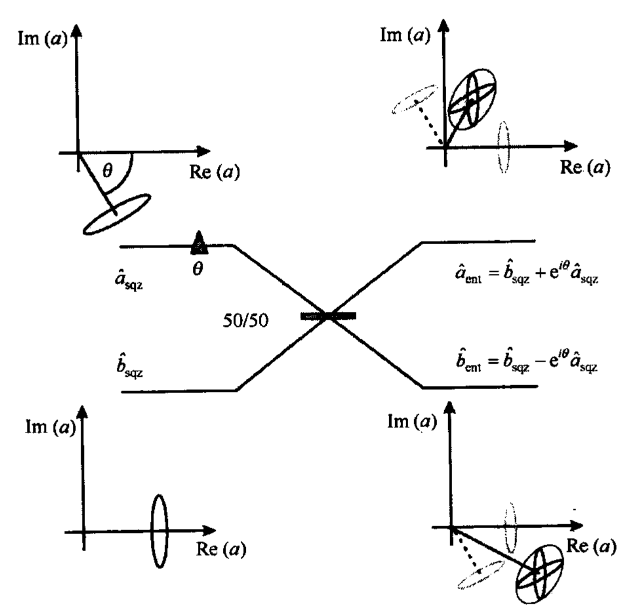


图 10.25 两束振幅压缩光在 50:50 分束器中进行干涉并产生连续变量纠缠的示意图[133]

图 10.25 中的设想最早是在 2001 年的一个实验中实现的[128]。如图 10.26 所示,两束振幅压缩光是在一个包含 8 m 长的保偏光纤的非对称萨格纳克环中产生的。输入脉冲宽度为 130 fs,并与光纤的快轴和慢轴成 45°角偏振;一个 90:10 的分束器把 90% 的输入功率发送到顺时针方向,这样两个偏振模被同等地激发,由光纤中自相位调制产生的振幅噪声的压缩量也是相同的。使用偏振分束器把这两个压缩光束(即图中的 $\hat{s}$ 分量和 $\hat{p}$ 分量)分开,然后用半波片将其中一束光的偏振方向反转,以保证两束光到达 50:50 分束器时是同偏振的,最后两束光在 50:50 的分束器中干涉。

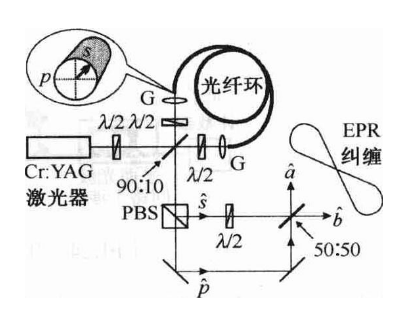


图 10.26 通过两束振幅压缩光的干涉产生连续变量纠缠的实验装置图[128]

通过图 10.25 给出的方案产生的连续变量纠缠，与之前讨论的光子对的偏振纠缠和时间纠缠有本质的不同。为理解两束光是如何产生纠缠的，必须使用平衡探测器来测量每束光的强度起伏谱。在 2001 年的一个实验中[128]，两束振幅压缩光在到达 50:50 分束器之前，在一定的输入脉冲能量范围内显示出低于散粒噪声的噪声。但是，在 50:50 分束器后分别探测这两束光，就观察不到这种噪声降低了。只有在这两束光同时被探测并将它们的光电流相加的情况下，噪声才会低于散粒噪声。从这个意义上讲，这两束光的振幅是纠缠的。

利用两个压缩态叠加产生纠缠态的思想，也可以用来产生其他类型的连续变量纠缠。例如，前面 10.3.2 节中讨论的偏振压缩就可以用来产生连续变量偏振纠缠[64]，但这必须与基于两个离散偏振态的光子对的偏振纠缠小心区分开。回想一下偏振压缩的概念，它将某个斯托克斯参量中的噪声降至标准量子极限以下，斯托克斯参量表征了包含大量光子的强脉冲的偏振态。对其中一个脉冲引入 $\pi/2$ 相移后，与另一个脉冲在 50:50 分束器中发生干涉，斯托克斯参量中的噪声起伏就变成了纠缠，这与前面讨论的振幅压缩脉冲的情形相似。

在处理纠缠脉冲问题时还需要考虑其他几个因素。在任何实际应用中，重要的是在不影响纠缠质量的前提下想办法证实（或说明）脉冲确实是纠缠的。处理纠缠光子对问题时常用的零差探测或单光子计数器并不适合于包含大量光子的亮纠缠脉冲。基于此原因，目前已经发展了几种干涉测量技术来证明连续变量纠缠的存在[133]其中一种方法是利用非对称的马赫-曾德尔干涉仪对每一束光进行相位测量。

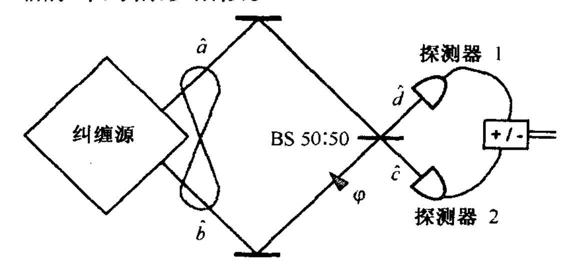


图 10.27 证实两个强脉冲的连续变量纠缠的装置[133]

在图 10.27 所示的另一种方案中，首先让其中一束光引入ϕ的相移，然后通过在分束器（BS）中复合两个纠缠脉冲来证实纠缠态的存在。在图 10.27 所示的装置中，分束器使两纠缠脉冲产生叠加，它的两个输出由下面的算符决定：

$$\hat{c} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\hat{a}_{\text{ent}} - e^{i\phi}\hat{b}_{\text{ent}}\right) \qquad \hat{d} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\hat{a}_{\text{ent}} + e^{i\phi}\hat{b}_{\text{ent}}\right) \tag{10.4.6}$$

两个光电探测器测量光子数 $\hat{c}^\dagger\hat{c}$ 和 $\hat{d}^\dagger\hat{d}$。这两个光电流起伏的和与差为纠缠光束的振幅和相位分量提供了相关信号，能用于证实纠缠的存在。

另一个问题与需要纠缠交换的纠缠态的隐形传态有关[136~138]。2003 年，在一个与连续变量的纠缠交换有关的实验中[131]，用两个源产生高度相关的四分裂纠缠态，每个源提供两个振幅噪声纠缠的纠缠脉冲，实验装置如图 10.26 所示。实验中发现，这四个光脉冲的振幅是量子相关的，噪声低于散粒噪声 3 dB，这说明存在四脉冲纠缠。纠缠脉冲的潜在应用包括量子密码学所需的量子密匙分配问题，下一节将讨论这方面的内容。

10.5 量子密码学

量子现象在光学应用中，量子密码学这个领域在近年来有了很大的发展[139~143]。除了 2002 年的一篇综述文章外[90]，最近还有几篇文章总结了这个领域的进展[144~146]。事实上，量子密码学的发展是如此之快，以至于已经进入了商用阶段[147]。这一节将简要介绍量子密码学的主要思想，并强调光子对源的作用。

密码学是一门古老的艺术,它用于在两方之间传送秘密信息。随着 Internet 的发展,它的使用也变得越发平常了。通常使用的技术基于不对称公匙密码系统,它依赖于把一个非常大的整数分解为两个大素数的乘积的难度。从理论上讲,这样的系统并不是绝对安全的,有可能在未来被量子计算机破解。

量子密码学使用量子力学来保证通信的安全,其基本思想是,通信的双方共享一个“量子密匙”,而想得到密匙的窃听者很容易暴露自己。由于这样的量子密匙必须通过经典通道(通常在光纤中)进行传输,量子效应的使用必须保证它的传输安全,也就是量子密匙分配(quantum key distribution)问题。所用的原理是,对量子系统的任何测量都会产生干扰,这样收件人通过探测这种干扰就可以知道窃听者的存在,量子纠缠通常用于此目的。需要强调的是,量子密码学只能用来分配密匙。但是,一旦一个“密匙”被成功地传输,它就可以用来加密任何通过标准经典通道传输的信息。

在一种方案中,通常使用 Bennett 和 Brassard 于 1984 年提出的所谓 BB84 协议来进行量子密匙分配,用两个不同的偏振基来传输单光子[90]。例如,在一个偏振基中,比特“0”和“1”可以分别对应水平和垂直偏振态,而在另一个偏振基中两个偏振态被旋转了 45°。发送者和接收者(传统上称为 Alice 和 Bob)对每一位比特随机选择这两个偏振基。当 Bob 测量到所有光子之后,他们共享经典公共信道中的基信息;当 Bob 使用一个不同的偏振基时,这个比特就会被抛弃掉。剩下的那一半比特(平均来说)组成了共享密匙。

1991 年,Ekert 提出了另一个方案[148],它使用了表现出偏振纠缠的光子对源。对这些光子进行分配时,Alice 和 Bob 分别拥有每对光子中的一个光子,他们使用两个随机开关的非正交基来测量光子的偏振态,这与 BB84 协议类似。由此产生的随机比特流组成了共享密匙,窃听者的任何企图都会使光子对的相关性减弱,这样 Alice 和 Bob 就知道有人在窃听了。

BB84 方案之所以得到广泛应用,是因为它不需要一个纠缠光子源。通常情况下,光脉冲会衰减到平均起来每个脉冲中只含有不到一个光子的程度。2002 年,利用这种方案在日内瓦湖底的光纤中传输单光子[90]。但是,即使每个脉冲中的平均光子数被优化为单光子源,一个单脉冲中含有两个光子的概率也不能被忽略。因此,这种系统在一个称之为劈裂光子数攻击的面前显得很脆弱[149]。但是,使用诱饵脉冲可以在很大程度上解决这个问题[150]。

另一个方案是使用光子对源。既然探测组成光子对的其中一个光子可以保证那个时隙中存在单光子,该信息就可以作为单光子的“使者”传给接收者,这样就可以安全地分配量子密匙了。在 2007 年的一个实验中[143],使用这样的脉冲“使者”的单光子源,在 40 km 长的光纤中实现了量子密匙分配。早在 2000 年,纠缠光子就被用来演示量子密匙分配[151~153]。2004 年,使用偏振纠缠光子在敷设于维也纳下水道管网中的 1.45 km 长的光纤链路中实现了量子密匙分配[139]。

最近的实验已经能够将安全进行量子密匙分配的光纤长度增加到 100 km[154~156]。从实际的角度看,主要问题还是与光纤损耗有关,损耗降低了接收端的信号强度。与经典通信系统相比,量子密匙通信不能用光放大器或光再生器来补偿光纤损耗,因为这会影响作为量子密匙安全的基石的量子特性。因此,唯一的解决方法就是工作在 1550 nm 波长附近,以使光纤损耗最小,同时尽可能使用敏感的单光子探测器。

在 2006 年的一个实验中[154],由于使用了超低噪声、越界传感器和单光子探测器,即使用平均每个脉冲中只有 0.1 个光子的弱相干脉冲,也可能在 148.7 km 长的光纤中实现量子密匙分配。但是为了保证密匙的安全,防止劈裂光子数攻击,这个距离降至 67.5 km。在后来的实验中[155],利用诱饵态协议,使密匙分配免受劈裂光子数攻击,从而将密匙分配距离增加到 107 km。

更大的进展是在 2007 年的实验中取得的，由于使用了一种称为差分相移键控的技术，在 200 km 长的光纤中实现了量子密匙分配[156]。在这种调制格式下，用相邻两个脉冲的相位差对信息编码，这样可以有效地防止劈裂光子数攻击[157]。用一台两臂有 1 比特时间延迟的马赫-曾德尔干涉仪把相位信息转化为振幅变化，基于超导纳米线的两个单光子探测器用于安全地构建量子密匙，即使200 km 长的光纤链路的损耗超过了 40 dB。

重要的问题是，光纤中的非线性效应是否会在关于量子密码学的这些实验中起作用？迄今为止，答案是否定的，即使采用光子对源的一些实验利用了晶体或平面波导中的自发参量下转换技术。这个情况可能在未来有所改变。正如 10.4 节所讨论的，光纤中的四波混频被用来实现偏振纠缠的光子对，这种纠缠的光子对源工作在 1550 nm 波长附近，能以最小的耦合损耗把光子发送到光纤链路中。这些优势表明非线性光纤光学在量子信息处理中有潜在的应用。

习题

10.1 证明，用式(10.1.12)中的哈密顿算符，海森伯运动方程能还原到量子 NLS 方程。

10.2 利用方程(10.1.13)证明，自相位调制不会沿光纤影响光子通量算符 $\hat{A}^\dagger\hat{A}$。

10.3 证明，算符 $\exp(c\hat{a}^\dagger\hat{a})$的正规乘积为 $\exp[(e^c-1)\hat{a}^\dagger\hat{a}]$，其中 c 是常量，算符 $\hat{a}$ 满足对易关系$[\hat{a},\hat{a}^\dagger]=1$。

10.4 证明，式(10.2.1)定义的两正交分量 $\hat{X}$ 和 $\hat{Y}$ 的方差在相干态情况下相等($\sigma_X=\sigma_Y$)，并给出它们的数值。

10.5 解 FWM 方程(10.2.2)和方程(10.2.3)，证明式(10.2.4)和式(10.2.5)确实是它们的解。

10.6 由式(10.2.9)推导式(10.2.10)，可以参阅文献[12]。

10.7 说明怎样用双折射光纤中的交叉相位调制产生压缩真空。

10.8 什么是振幅压缩？讨论如何用自相位调制并结合一个光学滤波器实现这种压缩？

10.9 讨论如何用光纤中的四波混频在 1500 nm 附近的波长区产生纠缠光子对，形成光子对的信号光子和闲频光子之间量子相关的根源是什么？

10.10 利用式(10.2.4)和式(10.2.5)给出的解，计算式(10.4.2)定义的相关参量，可以参阅文献[112]。

10.11 讨论通过光纤中的自发 FWM 生成的光子对产生偏振纠缠的一种方法。

10.12 解释时间纠缠的含义，绘出产生这类纠缠的实验装置图。

参考文献

[1] P. D. Drummond and S. J. Carter, *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 1565 (1987).
[2] Y. Lai and H. A. Haus, *Phys. Rev. A* **40**, 844 (1989); **40**, 854 (1989).
[3] P. D. Drummond and J. F. Corney, *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 139 (2001).
[4] J. F. Corney and P. D. Drummond, *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 153 (2001).
[5] L. Mandel and E. Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge University Press, New York, 1995).
[6] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. (Academic Press, Boston, 2007).
[7] M. Kitagawa and Y. Yamamoto, *Phys. Rev. A* **34**, 3974 (1986).
[8] E. M. Wright, *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 1142 (1990).
[9] K. J. Blow, R. Loudon, and S. J. D. Phoenix, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 1750 (1991).
[10] F. X. Kärtner, L. Joneckis, and H. A. Haus, *Quantum Optics* **6**, 379 (1992).
[11] L. G. Joneckis and J. H. Shapiro, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1102 (1993).
[12] K. J. Blow, R. Loudon, and S. J. D. Phoenix, *J. Mod. Opt.* **40**, 2515 (1993).
[13] I. Abram and I. Cohen, *J. Mod. Opt.* **41**, 847 (1994).
[14] L. Boivin, F. X. Kärtner, and H. A. Haus, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 240 (1994).
[15] F. X. Kärtner, D. J. Dougherty, H. A. Haus, and E. P. Ippen, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 1267 (1994).
[16] P. L. Voss, K. G. Köprülü, and P. Kumar, *J. Opt. Soc. Am. B* **23**, 598 (2006).

[17] H. P. Thacker, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 253 (1981).
[18] H. A. Haus, K. Watanabe, and Y. Yamamoto, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 113 (1989).
[19] S. J. Carter, *Phys. Rev. A* **51**, 3274 (1995).
[20] H. A. Haus and Y. Lai, *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 386 (1990).
[21] M. D. Levenson, R. M. Shelby, A. Aspect, M. Reid, and D. F. Walls, *Phys. Rev. A* **32**, 1550 (1985).
[22] R. Loudon and P. L. Knight, *J. Mod. Opt.* **34**, 709 (1987).
[23] D. F. Walls and G. J. Milburn, *Quantum Optics* (Springer, New York, 1994).
[24] A. Sizmann and G. Leuchs, in *Progress in Optics*, Vol. 39, E. Wolf, Ed. (Elsevier, Boston, 1999), Chap. 5.
[25] H.-A. Bachor and T. C. Ralph, *A Guide to Experiments in Quantum Optics*, 2nd ed. (Wiley, Hoboken, NJ, 2003).
[26] P. D. Drummond and Z. Ficek, *Quantum Squeezing* (Springer, New York, 2004).
[27] R. M. Shelby, M. D. Levenson, S. H. Perlmutter, R. G. De Voe and D. F. Walls, *Phys.Rev. Lett.* **57**, 691 (1986).
[28] R. M. Shelby, M. D. Levenson, and P. W. Bayer, *Phys. Rev. B* **31**, 5244 (1985).
[29] B. Schumaker, S. H. Perlmutter, R. M. Shelby, and M. D. Levenson, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 357 (1987).
[30] P. D. Drummond, S. J. Carter, and R. M. Shelby, *Opt. Lett.* **14**, 373 (1989).
[31] M. Shirasaki and H. A. Haus, *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 30 (1990).
[32] M. Rosenbluh and R. M. Shelby, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 153 (1991).
[33] K. Bergman and H. A. Haus, *Opt. Lett.* **16**, 663 (1991).
[34] K. Bergman, C R. Doerr, H. A. Haus, and M. Shirasaki, *Opt. Lett.* **18**, 643.(1993).
[35] K. Bergman, H. A. Haus, E. P. Ippen, and M. Shirasaki, *Opt. Lett.* **19**, 290 (1994).
[36] M. Margalit, C. X. Yu, E. P. Ippen, and H. A. Haus, *Opt. Express* **2**, 72 (1998).
[37] S. R. Friberg, S. Machida, M. J. Werner, A. Levanon, and T. Mukai, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3775 (1996).
[38] M. J. Werner, *Phys. Rev. A* **54**, 2567 (1996).
[39] M. J. Werner and S. R. Friberg, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4143 (1997)
[40] A. Mecozzi and P. Kumar, *Opt. Lett.* **22**, 1232 (1997).
[41] D. Levandovsky, M. Vasilyev, and P. Kumar, *Opt. Lett.* **24**, 43 (1999).
[42] S. Spälter, N. Korolkova, F. König, A. Sizmann, and G. Leuchs, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 786 (1998).
[43] E. Schmidt, L. Knöll, D. G. Welsch, M. Zielonka, F. König, and A. Sizmann, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3801 (2000).
[44] T. Opatrný, N. Korolkova, and G. Leuchs, *Phys. Rev. A* **66**, 053813 (2002).
[45] R.-K. Lee, Y. Lai, and Y. S. Kivshar, *Phys. Rev. A* **71**, 013816 (2005).
[46] S. Spälter, M. Burk, U. Strössner, M. Böhm, A. Sizmann, and G. Leuchs, *Europhys. Lett.* **38**, 335 (1997).
[47] S. Spälter, M. Burk, U. Strössner, A. Sizmann, and G. Leuchs, *Opt. Express* **2**, 77 (1998).
[48] F. König, S. Spälter, I. L. Shumay, A. Sizmann, T. Fauster, and G. Leuchs, *J. Mod. Opt.* **45**, 2425 (1998).
[49] S. Schmitt, J. Ficker, M. Wolff, F. König, A. Sizmann, and G. Leuchs, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2446 (1998).
[50] D. Krylov and K. Bergman, *Opt. Lett.* **23**, 1390 (1998).
[51] D. Krylov, K. Bergman, and Y. Lai, *Opt. Lett.* **24**, 774 (1999).
[52] M. Fiorentino, J. E. Sharping, P. Kumar, D. Levandovsky, and M. Vasilyev, *Phys. Rev. A* **64**, 031801 (2001).
[53] S. Lorentz, C. Silberhorn, N. Korolkova, R. S. Windeler, and G. Leuchs, *Appl. Phys. B* **73**, 855 (2001).
[54] M. Fiorentino, J. E. Sharping, P. Kumar, and A. Porzio, *Opt. Express* **10**, 128 (2002).
[55] M. Fiorentino, J. E. Sharping, P. Kumar, A. Porzio, and R. S. Windeler, *Opt. Lett.* **27**, 649 (2002).
[56] M. Meissner, C. Marquardt, J. Heersink, T. Gaber, A. Wietfeld, G. Leuchs, and U. L. Andersen *J. Opt. B* **6**, S652 (2004).
[57] H. H. Ritze and A. Bandilla, *Opt. Commun.* **29**, 126 (1979).
[58] D. Levandovsky, M. Vasilyev, and P. Kumar, *Opt. Lett.* **24**, 984 (1999).
[59] K. Hirosawa, H. Furumochi, A. Tada, and F. Kannari, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 203601 (2005).
[60] A. Tada, K. Hirosawa, F. Kannari, M. Takeoka, and M. Sasaki, *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 691 (2007).
[61] A. S. Chirkin, A. A. Orlov, and D. Y. Paraschuk, *Quantum Electron.*, **23**, 870 (1993).
[62] N. V. Korolkova and A. S. Chirkin, *J. Mod. Opt.* **43**, 869 (1996).
[63] J. Hald, J. L. Sørensen, C. Schori, and E. S. Polzik, *J. Mod. Opt.* **47**, 2599 (2001).
[64] N. Korolkova, G. Leuchs, R. Loudon, T. C. Ralph, and C. Silberhorn, *Phys. Rev. A* **65**, 052306 (2002).
[65] W. P. Bowen, R. Schnabel, H.-A. Bachor, and P. K. Lam, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 093601 (2002).
[66] W. P. Bowen, N. Treps, R. Schnabel, and P. K. Lam, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 253601 (2002).

[67] J. Heersink, T. Gaber, S. Lorenz, O. Glöckl, N. Korolkova, and G. Leuchs, *Phys. Rev. A* **68**, 013815 (2002).
[68] J. Heersink, V. Josse, G. Leuchs, and U. L. Andersen, *Opt. Lett.* **30**, 1192 (2005).
[69] F. Popescu, *J. Opt. B* **7**, 70 (2005).
[70] J. F. Corney, P. D. Drummond, J. Heersink, V. Josse, G. Leuchs, and U. L. Andersen, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 023606 (2006).
[71] V. Scarani, S. Iblisdir, N. Gisin, and A. Acín, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1225 (2005).
[72] V. B. Braginsky, V. I. Vorontsov, and K. S. Thorne, *Science* **209**, 547 (1980).
[73] M. D. Levenson, R. M. Shelby, M. Reid, and D. F. Walls, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2473 (1986).
[74] H A. Bachor, M. D. Levenson, D. F. Walls, S. H. Perlmutter, and R. M. Shelby, *Phys. Rev. A* **38**, 180 (1988).
[75] S. R. Friberg, S. Machida, and Y. Yamamoto, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3165 (1992).
[76] P. D. Drummond, J. Breslin, and R. M. Shelby, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2837 (1994).
[77] J. M. Courty, S. Spälter, F. König, A. Sizmann, and G. Leuchs, *Phys. Rev. A* **58**, 1501 (1998).
[78] S. R. Friberg, T. Mukai, and S. Machida, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 59 (2000).
[79] F. König, B. Buchler, T. Rechtenwald, G. Leuchs, and A. Sizmann, *Phys. Rev. A* **66**, 043810 (2002).
[80] A. La Porta, R. E. Slusher, and B. Yurke, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 28 (1989).
[81] S. F. Pereira, Z. Y. Ou, and H. J. Kimble, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 214 (1994).
[82] K. Bencheikh, J. A. Levenson, P. Grangier, and O. Lopez, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3422 (1995).
[83] R. Bruckmeier, K. Schneider, S. Schiller, and J. Mlynek, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1243 (1997).
[84] R. Filip, *Phys. Rev. A* **67**, 042111 (2003).
[85] U. L. Andersen, O. Glöckl, S. Lorenz, G. Leuchs, and R. Filip, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 100403 (2004).
[86] Y. Aharonov and M. S. Zubairy, *Science* **307**, 875 (2005).
[87] R. Clifton, J. Butterfield, and H. Halvorson, *Quantum Entanglements: Selected Papers* (Oxford University Press, New York, 2005).
[88] I. Bengtsson and K. Zyczkowski, *Geometry of Quantum States: An Introduction to Quantum Entanglem-ent* (Cambridge University Press, New York, 2006).
[89] V. Vedral, *Introduction to Quantum Information Science* (Oxford University Press, New York, 2007).
[90] N. Gisin, G. G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 145 (2002).
[91] M. Le Bellac, *A Short Introduction to Quantum Information and Quantum Computation* (Cambridge University Press, New York, 2006).
[92] G. Van Assche, *Quantum Cryptography and Secret-Key Distillation* (Cambridge University Press, New York, 2006).
[93] D. Bouwmeester, A. K. Ekert, and A. Zeilinger, *The Physics of Quantum Information: Quantum Cryptography, Quantum Teleportation, and Quantum Computation* (Springer, New York, 2007).
[94] S. J. Freedman and J. F. Clauser, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 938 (1978).
[95] D. N. Klyshko, *Photons and Nolinear Optics* (Gordon and Breach, New York, 1988).
[96] D. C. Burnham and D. L. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 84 (1970).
[97] Z. Y. Ou and L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 50 (1988).
[98] P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4337 (1995).
[99] L. J. Wang, C. K. Hong, and S. R. Friberg, *J. Opt. B* **3**, 346 (2001).
[100] J. E. Sharping, M. Fiorentino, and P. Kumar, *Opt. Lett.* **26**, 367 (2001).
[101] M. Fiorentino, P. L. Voss, J. E. Sharping, and P. Kumar, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 983 (2002).
[102] X. Li, J. Chen, P. Voss, J. Sharping, and P. Kumar, *Opt. Express* **12**, 3737 (2004).
[103] H. Takesue and K. Inoue, *Opt. Express* **13**, 7832 (2005).
[104] J. E. Sharping, J. Chen, X. Li, P. Kumar, and R. S. Windeler, *Opt. Express* **12**, 3086 (2004).
[105] J. G. Rarity, J. Fulconis, J. Duligall, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Express* **13**, 534 (2005).
[106] J. Fan, A. Dogariu, and L. J. Wang, *Opt. Lett.* **30**, 1530 (2005).
[107] J. Fan and A. Migdall, *Opt. Express* **13**, 5777 (2005).
[108] J. Fulconis, O. Alibart, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, and J. G. Rarity, *Opt. Express* **13**, 7572 (2005).
[109] J. Fan, A. Migdall, and L. J. Wang, *Opt. Lett.* **30**, 3368 (2005).
[110] P. L. Voss and P. Kumar, *J. Opt. B* **6**, S762 (2004).
[111] Q. Lin, F. Yaman, and G. P. Agrawal, *Opt. Lett.* **31**, 1286 (2006).
[112] Q. Lin, F. Yaman, and G. P. Agrawal, *Phys. Rev. A* **75**, 023803 (2007).

[113] P. G. Kwiat, E. Waks, A. G. White, I. Appelbaum, and P. H. Eberhard, *Phys. Rev. A* **60**, 773 (1999).
[114] A. Yoshizawa and H. Tsuchida, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2457 (2004).
[115] F. König, E. J. Mason, F. N. C. Wong, and A. Albota, *Phys. Rev. A* **71**, 033805 (2005).
[116] H. Takesue and K. Inoue, *Phys. Rev. A* **70**, 031802 (2004).
[117] X. Li, P. L. Voss, J. E. Sharping, and P. Kumar, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 053601 (2005).
[118] X. Li, P. L. Voss, J. Chen, J. E. Sharping, and P. Kumar, *Opt. Lett.* **30**, 1201 (2005).
[119] K. F. Lee, J. Chen, C. Liang, X. Li, P. L. Voss, and P. Kumar, *Opt. Lett.* **31**, 1905 (2006).
[120] J. Chen, K. F. Lee, C. Liang, and P. Kumar, *Opt. Lett.* **31**, 2798 (2006).
[121] X. Li, C. Liang, K. F. Lee, J. Chen, P. L. Voss, and P. Kumar, *Phys. Rev. A* **73**, 052301 (2006).
[122] C. Liang, K. F. Lee, T. Levin, J. Chen, and P. Kumar, *Opt. Express* **14**, 6936 (2006).
[123] J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, and R. A. Holt, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 880 (1969).
[124] J. Brendel, N. Gisin, W. Tittel, and H. Zbinden, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2594 (1999).
[125] I. Marcikic, H. de Reidmatten, W. Tittel, H. Zbinden, M. Legre, and N. Gisin, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 180502 (2004).
[126] H. Takesue and K. Inoue, *Phys. Rev. A* **72**, 041804 (2005).
[127] H. Takesue, *Opt. Express* **14**, 3453 (2006).
[128] C. Silberhorn, P. K. Lam, O. Weiss, F. König, N. Korolkova, and G. Leuchs, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4267 (2001).
[129] P. van Loock, *Fortschritte Phys.* **50** 1177 (2002).
[130] C. Silberhorn, T. C. Ralph, N. Ltkenhaus, and G. Leuchs, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 167901 (2002).
[131] O. Glöckl, S. Lorenz, C. Marquardt, J. Heersink, M. Brownnutt, C. Silberhorn, Q. Pan, P. van Loock, N. Korolkova, and G. Leuchs, *Phys. Rev. A* **68**, 012319 (2003).
[132] O. Glöckl, J. Heersink, N. Korolkova, G. Leuchs, and S. Lorenz, *J. Opt. B* **5**, S492 (2003).
[133] O. Glöckl, U. L. Andersen, and G. Leuchs, *Phys. Rev. A* **73**, 012306 (2006).
[134] S. Lorenz, J. Rigas, M. Heid, U. L. Andersen, N. Lütkenhaus, and G. Leuchs, *Phys. Rev. A* **74**, 042326 (2006).
[135] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, *Phys. Rev.* **47**, 777 (1935).
[136] J. W. Pan, D. Bouwmeester, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3891 (1998).
[137] R. E. S. Polkinghorne and T. C. Ralph, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2095 (1999).
[138] Y. H. Kim, S. P. Kulik, and Y. Shih, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1370 (2001).
[139] A. Poppe, A. Fedrizzi, R. Ursin, H. Böhm, T. Lörunser, O. Maurhardt, M. Peev, M. Suda, C. Kurtsiefer, H. Weinfurter, T. Jennewein, and A. Zeilinger, *Opt. Express* **12**, 3865 (2004).
[140] K. Gordon, V. Fernandez, G. Buller, I. Rech, S. Cova, and P. Townsend, *Opt. Express* **13**, 3015 (2005).
[141] K. Inoue, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **12**, 888 (2006).
[142] E. Diamanti, H. Takesue, C. Langrock, M. M. Fejer, and Y. Yamamoto, *Opt. Express* **14**, 13073 (2006).
[143] A. Soujaeff, T. Nishioka, T. Hasegawa, S. Takeuchi, T. Tsurumaru, K. Sasaki, and M. Matsui, *Opt. Express* **15**, 726 (2007).
[144] N. J. Cerf and P. Grangier, *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 324 (2007).
[145] N. Gisin and R. Thew, *Nature Photon.* **1**, 165 (2007).
[146] D. Bruss, G. Erdélyi, T. Meyer, T. Riege, and J. Rothe, *ACM Computing Surveys* **39**, Article 6 (2007).
[147] Companies involved include BBN Technologies, MagiQ Technologies, and id Quantique.
[148] A. K. Ekert, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 661 (1991).
[149] G. Brassard, N. Lütkenhaus, T. Mor, and B. C. Sanders, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1320 (2000).
[150] Y. Zhao, B. Qi, X. Ma, H.-K. Lo and L. Qian, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 070502 (2006).
[151] T. Jennewein, C. Simon, G. Weihs, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4729 (2000).
[152] D. S. Naik, C. G. Peterson, A. G. White, A. J. Berglund, and P. G. Kwiat, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4733 (2000).
[153] W. Tittel, J. Brendel, H. Zbinden, and N. Gisin, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4737 (2000).
[154] P. A. Hiskett, D. Rosenberg, C. G. Peterson, R. J. Hughes, S. Nam, A. E. Lita, A. J. Miller, and J. E. Nordholt, *New J. Phys.* **8**, 193 (2006).
[155] D. Rosenberg, J. W. Harrington, P. R. Rice, P. A. Hiskett, C. G. Peterson, R. J. Hughes, A. E. Lita, S. W. Nam, and J. E. Nordholt, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 010503 (2007).
[156] H. Takesue, S. W. Nam, Q. Zhang, R. H. Hadfield, T. Honjo, K. Tamaki, and Y. Yamamoto, *Nature Photon.* **1**, 343 (2007).
[157] K. Inoue and T. Honjo, *Phys. Rev. A* **71**, 042305 (2005).

附录A 单 位 制

本书中采用的是国际单位制(Système International,简记为 SI)。在该单位制中,长度、时间和质量的单位分别为米(m)、秒(s)和千克(kg),对这几个单位加上前缀可以改变它们的大小。本书中很少要求质量的单位,但长度的单位可以从纳米(10^{-9} m)变化到千米(10^3 m),这取决于处理的问题是与平面波导有关还是与光纤有关。类似地,时间量度从飞秒(10^{-15} s)变化到几秒。本书中其他的常用单位为:光功率(W)和光强度(W/m^2)。这两个单位通过能量与基本单位相联系,因为光功率表示的是能流的变化率(1 W = 1 J/s)。能量还可以表示为 $E = h\nu = k_B T = mc^2$,其中 h 是普朗克常数,k_B 是玻尔兹曼常数,c 是光速。频率 ν 用赫兹(Hz)表示(1 Hz = 1 s^{-1})。当然,由于光波的频率非常高,本书中大部分频率用 GHz 或 THz 作为单位。表 A.1 列出了一些物理常数的值,它们对解每一章后的习题有用。

表 A.1 相关物理常数的数值

物理常数	符　号	数值和单位
真空介电常数	ε_0	8.85×10^{-12} F/m
真空磁导率	μ_0	$4\pi\times10^{-7}$ H/m
真空中的光速	c	2.998×10^{7} m/s
电子电荷	e	1.602×10^{-19} C
电子静止质量	m_e	9.109×10^{-31} kg
普朗克常数	h	6.626×10^{-34} Js
玻尔兹曼常数	k_B	1.381×10^{-23} J/K

无论是线性还是非线性光纤光学领域,通常都要用到分贝单位(缩写为 dB),许多领域的工程技术人员也常用这个单位。利用下面的一般定义,可以将任意比率转化为分贝单位:

$$R\,(\text{in dB}) = 10\log_{10}R \tag{A.1}$$

分贝量度由于利用了对数特性,因此可以将较大的比率用更小的值表示。例如,10^9 和 10^{-9}分别对应 90 dB 和 -90 dB。$R=1$ 相当于 0 dB,比率小于 1 时用分贝单位表示为负值,并且比率为负值时不能用分贝单位表示。

分贝量度最常用的地方是表示功率比。例如,由于光纤损耗,任何一点的光功率相对入射端要降低,此功率比可以用分贝单位表示。式(1.2.3)给出了用 dB/km 作为单位表示的光纤损耗 α。若 1 mW 的信号经过 100 km 的光纤传输后降至 1 μW,即功率衰减了 1000 倍,则用式(A.1)表示为 -30 dB。将这一损耗分布在 100 km 光纤长度上则为 0.3 dB/km。利用同样的方法可以定义任何元件的插入损耗。例如,光纤连接器的 1 dB 损耗意味着当信号通过连接器时,光功率减小 1 dB(约为 20%)。其他量(如光放大器的信噪比和放大倍数)也可以用分贝单位表示。

若光纤通信系统的所有器件的光损耗都用分贝表示,则将发射和接收功率也用分贝量度就非常有用,这可以用下面定义的 dBm 单位实现:

$$\text{power (in dBm)} = 10\log_{10}\left(\frac{\text{power}}{1\ \text{mW}}\right) \tag{A.2}$$

此处选择 1 mW 作为参考功率是为了方便起见;dBm 中的字母 m 提醒读者它是以 1 mW 作为参考功率的。在这一单位中,1 mW 的绝对功率相当于 0 dBm,而功率小于 1 mW 时,用此单位表示时为负值。例如,1 μW 的功率相当于 -30 dBm。与此对照,用于非线性光纤光学的强脉冲的峰值功率用此单位表示时为正值,因此 10 W 的峰值功率相当于 40 dBm。

附录B 缩 写 词

每一科学领域都有其自身的行话，非线性光纤光学也不例外。尽管已经试图避免过多地使用缩写词，但本书中仍出现了许多。当缩写词在每一章中第一次出现时，对其进行了注释，这样读者就无需在整本书中寻找该缩写词的意义。为了方便，将全部缩写词按照字母顺序排列。

缩写	英文全称	中文名称
AM	amplitude modulation	振幅调制
APD	avalanche photodiode	雪崩光电二极管
ASE	amplified spontaneous emission	放大自发辐射
ASK	amplitude-shift keying	幅移键控
AWG	arrayed-waveguide grating	阵列波导光栅
BPF	band-pass filter	带通滤波器
CARS	coherent anti-Stokes Raman scattering	相干反斯托克斯喇曼散射
CPA	chirped-pulse amplification	啁啾脉冲放大
CSRZ	carrier-suppressed return-to-zero	载波抑制归零
CVD	chemical vapor deposition	化学气相沉积
CW	continuous wave	连续波
DBR	distributed Bragg reflector	分布布拉格反射器
DCF	dispersion-compensating fiber	色散补偿光纤
DDF	dispersion-decreasing fiber	色散渐减光纤
DFB	distributed feedback	分布反馈
DM	dispersion managed	色散管理
DPSK	differential phase-shift keying	差分相移键控
DSF	dispersion-shifted fiber	色散位移光纤
EDFA	erbium-doped fiber amplifier	掺铒光纤放大器
EDFL	erbium-doped fiber laser	掺铒光纤激光器
FDTD	finite-difference time domain	时域有限差分
FFT	fast Fourier transform	快速傅里叶变换
FM	frequency modulation	频率调制
FOPA	fiber-optic parametric amplifier	光纤参量放大器
FROG	frequency-resolved optical gating	频率分辨光学门
FWHM	full width at half maximum	半极大全宽度
FWM	four-wave mixing	四波混频
GVD	group-velocity dispersion	群速度色散
ITU	International Telecommunication Union	国际电信联盟

LEAF	large-effective area fiber	大有效面积光纤
MCVD	modified chemical vapor deposition	改进的化学气相沉积
MOPA	master oscillator-power amplifier	主振荡器功率放大器
MZI	Mach-Zehnder interferometer	马赫-曾德尔干涉仪
NLS	nonlinear Schrödinger	非线性薛定谔
NALM	nonlinear amplifying-loop mirror	非线性放大环形镜
NRZ	nonreturn-to-zero	非归零
OCT	optical coherence tomography	光学相干层析
OOK	on-off keying	开关键
OTDM	optical time-domain multiplexing	光时域复用
PBS	polarizing beam splitter	偏振分束器
PCF	photonic crystal fiber	光子晶体光纤
PMD	polarization-mode dispersion	偏振模色散
PMF	polarization-maintaining fiber	保偏光纤
QND	quantum nondemolition	量子非破坏
RIFS	Raman-induced frequency shift	喇曼感应频移
RIN	relative intensity noise	相对强度噪声
RMS	root-mean-square	均方根
RZ	return-to-zero	归零
SBS	stimulated Brillouin scattering	受激布里渊散射
SHG	second-harmonic generation	二次谐波产生
SIT	self-induced transparency	自感应透明
SLALOM	semiconductor laser amplifier in a loop mirror	半导体激光放大器光纤环形镜
SNR	signal-to-noise ratio	信噪比
SOA	semiconductor optical amplifier	半导体光放大器
SOP	state of polarization	偏振态
SPM	self-phase modulation	自相位调制
SpRS	spontaneous Raman scattering	自发喇曼散射
SQL	standard quantum limit	标准量子限制
SRS	stimulated Raman scattering	受激喇曼散射
TDM	time-division multiplexing	时分复用
THG	third-harmonic generation	三次谐波产生
TOAD	terahertz optical asymmetric demultiplexer	太赫兹光非对称解复用器
TOD	third-order dispersion	三阶色散
UNI	ultrafast nonlinear interferometric	超快非线性干涉
WDM	wavelength-division multiplexing	波分复用
XPM	cross-phase modulation	交叉相位调制
YAG	yttrium aluminum garnet	钇铝石榴石
ZDWL	zero-dispersion wavelength	零色散波长

附录 C　非线性薛定谔方程的数值代码

本书原理篇 2.4.1 节中的分步傅里叶法可以用多种程序设计语言(如 C ++ 和 FORTRAN)实现。为此,软件包 MATLAB(MathWorks 公司产品)的使用已相当普遍。该附录列出的数值代码会对此书的读者有所帮助。需要强调的是,这一代码只能起参考作用,因为根据所研究问题的不同,代码中固定的几个参量可能要做些改动。

在解非线性薛定谔方程之前,先将其归一化通常是一个不错的选择。利用本书原理篇式(5.2.1)给出的归一化方案,NLS 方程(5.1.1)采用下面的形式:

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} = -\frac{is}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + iN^2|U|^2U \tag{C.1}$$

式中,$s = \mathrm{sgn}(\beta_2) = \pm 1$,光纤色散为正时 $s = 1$,光纤色散为负时 $s = -1$;N 与光纤和脉冲参量有以下关系:

$$N = \sqrt{\gamma P_0 T_0^2/|\beta_2|} \tag{C.2}$$

对于方程(B.1)的任意数值解,输入振幅 $U(0,\tau)$采用下面的形式:

$$U(0,\tau) = f(\tau)\exp(-iC\tau^2/2) \tag{C.3}$$

式中,$f(\tau)$代表脉冲形状,C 是啁啾参量。在下面的代码中,m 取整数。当 $m=0$ 时,$f(\tau)=\mathrm{sech}(\tau)$;当 $m>0$ 时有

$$U(0,\tau) = \exp[-\tfrac{1}{2}(1+iC)\tau^{2m}] \quad m>0 \tag{C.4}$$

它代表的是超高斯输入脉冲,$m = 1$ 时简化成高斯脉冲。下面的代码需要指定 s,N,m 和总光纤长度(以色散长度 L_D 为单位)的值。

附:分布傅里叶法解 NLS 方程的源代码

```
% This code solves the NLS equation with the split-step method
%     idu/dz-sgn(beta2)/2 d^2u/d(tau)^2 + N^2 * |u|^2 * u = 0
% Written by Govind P. Agrawal in March 2005 for the NLFO book

%--Specify input parameters
clear all; %
distance = input; %
beta2 = input ;
N = 1 ; % soliton order
mshape = input ;
chirp0 = 0;   % input pulse chirp(default value)
```

```
%---set simulation parameters
nt = 1024; Tmax = 32;      % FFT points and window size
step_num = round (20 * distance * N^2);     % No. of z steps to
deltaz = distance/step_num; % step size in z
dtau = (2 * Tmax)/nt;      % step size in tau

%---tau and omega arrays
tau = (-nt/2: nt/2-1) * dtau;    % temporal grid
omega = (pi./Tmax). * [(0:nt/2-1) (-nt/2:-1)]; % frequency grid
%--Input Field profile
if mshape == 0
    uu = sech (tau). * exp(-0.5i * chirp0 * tau.^2);      %   soliton
else     % super-Gaussian
    uu = exp(-0.5 * (1 + 1i * chirp0). * tau.^ (2 * mshape));
end
%---Plot input pulse shape and spectrum
temp = fftshift (ifft(uu)). * (nt * dtau)/sqrt(2 * pi); % spectrum
figure;  subplot(2,1,1);
  plot(tau,abs(uu).^2,'--k'); hold on;
  axis([-20 20 0 inf]);
  xlabel ('Normalized Time');
  ylabel ('Normalized Power');
  title ('Input and Output Pulse Shape and Spectrum');
subplot(2,1,2);
  plot(fftshift(omega)./(2. * pi),(abs(temp)).^2,'k'); hold on ;
  axis([-5 5 0 inf]);
  xlabel ('Normalized Frequency');
  ylabel ('Spectral Power');
%--store dispersive phase shifts to speedup code
dispersion = exp(i * 0.5 * beta2 * omega.^2 * deltaz);      % phase factor
hhz = 1i * N^2 * deltaz; % nonlinear phase factor

% ************ [Beginning of  MAIN Loop] ************
% scheme:1/2N-> D-> 1/2N; first half step nonlinear
temp = uu. * exp(abs(uu).^2 * hhz/2);      % note hhz/2
for n = 1: step_num
  f_temp = ifft (temp). * dispersion;
  uu = fft (f_temp);
  temp = uu. * exp(abs(uu).^2 * hhz);
end
uu = temp. * exp(-abs(uu).^2 * hhz/2);  % Final field
temp;fftshift (ifft (uu)). * (nt * dtau)/sqrt (2 * pi); % Final spectrum
% *********** [End of  MAIN Loop] ************
%----Plot output pulse shape and spectrum
subplot(2, 1, 1)
```

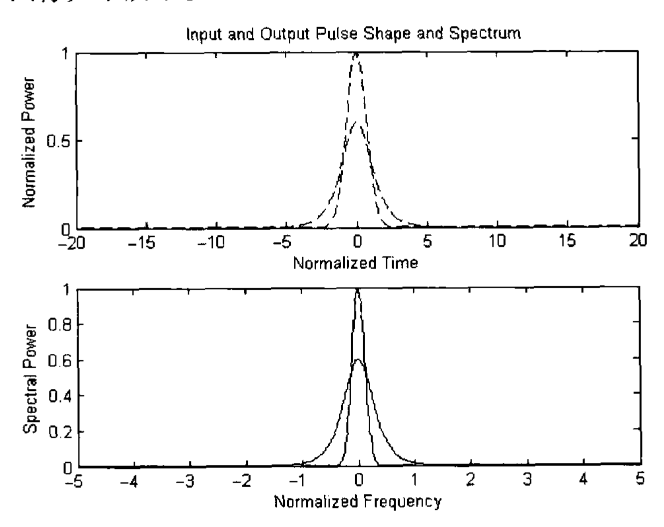
```
  plot(tau, abs(uu).^2, '--k')
subplot(2, 1, 2)
  plot (fftshift (omega)./(2. * pi), abs(temp).^2, 'k')
```

上面的代码已由译者进行了部分调整，对应的输出结果如下所示。

1. 输入波形是普通的高斯形

用 NLSE 程序验证 MATLAB 所得图像的性质。主要更改的是 distance，beta2 和 mshape 这几个参数，其中 distance = 4，beta2 = −1，mshape = 1。

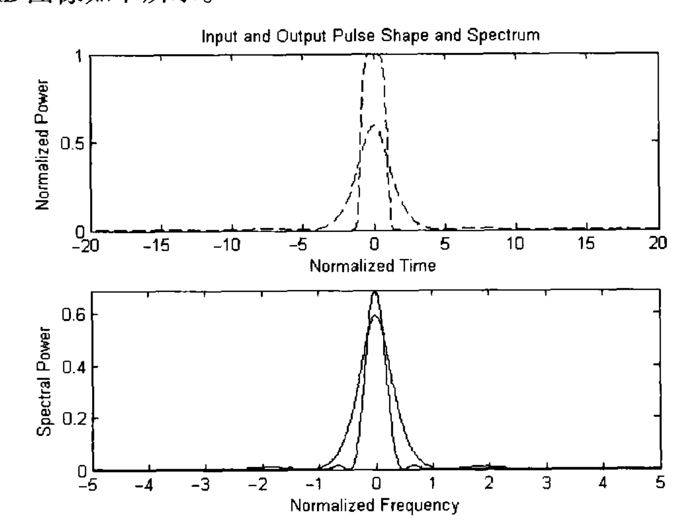
得出的 MATLAB 图像如下所示。



2. 输入波形是高阶的高斯形，$m = 3$

distance = 2，beta2 = −1，mshape = 3。

得出的 MATLAB 图像如下所示。



教学支持说明

欲获取相关《教学支持资料》的教师烦请填写如下情况调查表，以确保此教学辅导材料不被学生获得。

情况调查表如下所示：

证　明

兹证明____________大学（University）____________系/院（Department）____________学年/学期（term）开设的____________课程，采用____________出版社出版的____________（英文原版，影印版或中文版）作为主要教材任课教师为________，学生____个班共____人，年级/程度（Year/Level）：_____。任课教师需要与本书配套的教师指导手册。

原版书信息：

书名（Title）：________________________

版次（Edition）：____ 作者（Author）：__________ 书号（ISBN）________

姓名 (Name)：________ 性别 (Gender)：______ 职称 (Title)：_______

电话1 (TEL)：______________ 电话2 (TEL)：______________

传真 (FAX)：______________ Mobile: ______________

Email 1：______________ Email 2: ______________

联系地址 (Add)：________________________（该项请用中文填写）

邮编 (Zip Code)：________

系/院主任：________（签字）

（系/院办公室章）

____年___月___日

请与我们联络

电子工业出版社高等教育分社
http://www.phei.com.cn
http://www.hxedu.com.cn

北京市万寿路173信箱（100036）
电话：010-8825 4555
传真：010-8825 4560
E-mail: Te_service@phei.com.cn